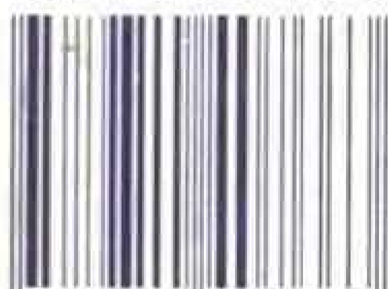
高等学校教学用书

水文及工程地球物理勘探

张守恩　葛宝堂　编

中国矿业大学出版社

封面设计：白海新



ISBN 7-81040-766-X/P·38

定价：27.00元

高等学校教学用书

水文及工程地球物理勘探

张守恩　葛宝堂　编

中国矿业大学出版社

内 容 提 要

本书是根据煤炭高等院校水文地质及工程地质专业《水文及工程地球物理勘探》课程教学大纲编写的。全书共三篇十三章。

第一篇为电法勘探，包括：直流电测深法、电剖面法、充电法、自然电场法、激发极化法，并适当增加了适应矿区水文及工程勘探的高密度电阻率剖面法，以及无线电波透视法、甚低频电磁法、地质雷达等交变电磁场法等内容。第二篇为浅层地震勘探，包括：浅层折射波法、浅层反射波法和弹性波探测技术，加强了浅层、高分辨率以及有关工程地质应用方面的内容。第三篇为地球物理测井，包括：适应水文地质及工程地质应用的声波测井等内容。

本书是为高校水文地质及工程地质专业设置的普通地球物理勘探课程编写的教材，亦可供矿产资源勘查专业学生及从事水文地质及工程地质物理勘探的工程技术人员参考。

高等学校教学用书

水文及工程地球物理勘探

张守恩　葛宝堂　编

责任编辑：宋德淑

中国矿业大学出版社　出版发行

北京地质印刷厂印刷

开本 787×1092mm1/16　印张 13.75　字数 333 千字

1997 年 12 月第 1 版　1997 年 12 月第 1 次印刷

印数　1—1000

ISBN 7-81040-766-X/P·38

定价：27.00 元

前　　言

《水文及工程地球物理勘探》的编写，是以煤炭高等学校水文地质及工程地质专业普通地球物理勘探课程教学大纲为依据，在广泛征求教学单位的意见以及赴地矿系统（中国地质大学）调研的基础上拟定出编写细纲。

编写过程中，参考有关的主要教材、著作和文献资料，结合专业特点和近期在水文及工程地球物理勘探方面的新进展，适当做了充实。

本书的内容，是以电法勘探、地震勘探及声波探测、地球物理测井为重点，说明这几种主要物探方法的理论基础、应用条件以及资料解释方法。同时，为了扩大学生的知识面，在编写过程中适当增加了工程物探等方面的内容。

本教材适用于70学时的教学。各校可根据专业需要，选择、取舍教材内容。

本书由张守恩主编。参加编写的人员有：焦作工学院张守恩（绪论、第五、六、七、八、九、十、十二、十三章）；中国矿业大学葛宝堂（第一、二、三、四、十一章）。

中国矿业大学李志聃教授、刘天放教授对本教材的编写提纲及其内容提出了宝贵的改进和补充意见，还为本教材的编写提供了参考资料和近期的研究成果，在此深表谢意。

由于作者水平有限，书中不可避免存在谬误和不当之处，敬请读者批评指正。

编者

1997年10月

目　　录

绪　论 …………………………………………………………………… (1)

第一篇　电法勘探

第一章　电阻率法勘探的理论基础 …………………………………… (3)
　第一节　电阻率法的地质基础 …………………………………… (3)
　第二节　地下稳定电流场 ………………………………………… (10)
　第三节　视电阻率的基本概念 …………………………………… (17)
第二章　垂向电测深法 ……………………………………………… (21)
　第一节　对称四极电测深法的基本原理 ………………………… (21)
　第二节　电测深野外工作方法和技术 …………………………… (33)
　第三节　电测深资料的定性解释 ………………………………… (36)
　第四节　电测深曲线的定量解释 ………………………………… (43)
第三章　电阻率剖面法 ……………………………………………… (54)
　第一节　电剖面法概述 …………………………………………… (54)
　第二节　联合剖面法 ……………………………………………… (56)
　第三节　对称剖面法 ……………………………………………… (64)
　第四节　中间梯度法 ……………………………………………… (67)
第四章　水文地质及工程地质调查中的其他直流电探方法 ……… (70)
　第一节　充电法 …………………………………………………… (70)
　第二节　自然电场法 ……………………………………………… (75)
　第三节　直流激发极化法 ………………………………………… (80)
　第四节　高密度电阻率剖面法 …………………………………… (87)
第五章　交变电磁场法 ……………………………………………… (93)
　第一节　甚低频电磁法(VLF) …………………………………… (93)
　第二节　无线电波透视法 ………………………………………… (97)
　第三节　地质雷达 ………………………………………………… (101)

第二篇　浅层地震勘探

第六章　地震勘探概述 ……………………………………………… (104)
　第一节　弹性波的基本知识 ……………………………………… (104)
　第二节　地震波的传播 …………………………………………… (111)
　第三节　地震波在岩石中的传播速度及其影响因素 …………… (122)
第七章　地震波的时距曲线 ………………………………………… (125)
　第一节　直达波的时距曲线 ……………………………………… (125)
　第二节　反射波的时距曲线 ……………………………………… (125)
　第三节　折射波的时距曲线 ……………………………………… (129)

第四节　特殊波的时距曲线 …………………………………………………………………… (133)
第八章　浅层折射波法 …………………………………………………………………… (137)
第一节　折射波法的野外工作方法 ………………………………………………………… (137)
第二节　折射波法地震资料解释 ……………………………………………………………… (142)
第九章　浅层反射波法 …………………………………………………………………… (149)
第一节　浅层反射波法的野外工作方法……………………………………………………… (149)
第二节　反射波法的资料解释 ……………………………………………………………… (158)
第十章　弹性波探测技术 ………………………………………………………………… (171)
第一节　声波探测技术……………………………………………………………………… (171)
第二节　桩基动态无损检测技术 ……………………………………………………………… (176)
第三节　瑞利面波法 ………………………………………………………………………… (183)

第三篇　地球物理测井

第十一章　电测井 ………………………………………………………………………… (186)
第一节　视电阻率测井……………………………………………………………………… (186)
第二节　自然电位测井……………………………………………………………………… (195)
第十二章　放射性测井 …………………………………………………………………… (201)
第一节　放射性测井基本知识 ……………………………………………………………… (201)
第二节　自然伽玛测井……………………………………………………………………… (204)
第三节　伽玛-伽玛测井 …………………………………………………………………… (205)
第十三章　声波测井及其他 ……………………………………………………………… (207)
第一节　声速测井 ………………………………………………………………………… (207)
第二节　超声成像测井……………………………………………………………………… (209)
第三节　井温、井斜、井径的测量 …………………………………………………………… (211)
参考文献 ……………………………………………………………………………………… (214)

绪　　论

“水文及工程地球物理勘探”是水文地质及工程地质地球物理勘探的简称。而地球物理勘探亦称应用地球物理，是地球物理学在地质学中应用的一门边缘学科。地球物理是研究地球内外，包含地核、地幔、地壳以及水圈、大气圈及其空间的物理场和物理现象，如地磁、重力、地震、放射性、地电、地球热学、气象等。应用地球物理则是利用地球物理的方法，来勘探地球的地壳表层附近岩石的构造、岩性或寻找有用的矿产资源(包括水资源)。它是根据地壳中的岩层或地质异常体在物理性质上的差异，使用专门的装备和仪器观测由于这种差异而引起的物理场的微弱变化，结合有关的地质资料，推断地下地质异常体的分布规律，勘探地层构造形态或寻找有益矿产。

根据所研究的地球物理场的不同，地球物理勘探方法可分为以下几个大类：

(1)以岩石电性(导电性、介电性、导磁性、激电性)差异为基础，研究天然或人工电场、电磁场的电法勘探。

(2)以岩石的磁性差异为基础，研究地壳局部磁场变化的磁法勘探。

(3)以研究岩石介质密度差异而引起地球重力场变化为基础的重力勘探。

(4)以岩土介质的弹性差异(密度、速度、杨氏模量、泊松比、切变模量等)为基础，研究观测人工激发的弹性波场的地震勘探。

(5)以岩土介质的辐射场和放射性为基础的红外探测、放射性勘探等。

(6)将上属物探方法用到钻孔中，可划分钻井地质剖面、解释岩性，并分层定深、定厚以及解决钻孔中技术问题(井斜、井温、井径)等的地球物理测井。

物探技术根据在野外观测施工的场地和形式不同，又可以分为地面物探、海洋(或水上)物探、航空物探、矿井(或坑道)物探等。

按照不同行业的工作目的和应用范围，物探技术又可以分为：煤田物探、石油物探、金属及非金属物探、水文地质及工程地质物探等。

各种物探方法的演变与发展都与世界当代科技水平，尤其是数学、物理、电子技术、通讯技术、计算机技术的发展有关。70年代以来，数字通讯技术、航天技术、计算机数字技术的飞速发展，使物探技术，尤其是地震勘探技术出现了革命性的飞跃发展。先进的地震勘探数据采集系统及数据处理系统代替了落后的模拟仪器设备，使地震勘探的分辨率、精度以及抗干扰能力大为提高，利用地震勘探可以成功地解决复杂断块地质构造等问题。当前，地震勘探已经进入岩性勘探和直接找矿、找油气藏的领域。

电法勘探随着科学技术的发展，也从本世纪初简单的电法勘探发展到当前的两大分支，即天然场(无源)和人工场(有源)的直流电法勘探和天然场(无源)和人工场(有源)的(交流)电磁勘探。这些多种多样的派生方法在综合解决金属、非金属勘探、水文地质及工程地质问题等方面显示了极大的灵活性。在具有良好的物理前提下，只要因地制宜地选用正确的物探方法，采取必要措施，排除和压制各种干扰，保证原始信息和观测数据的质量，结合地质资料进行综合解释，一般可取得较好的效果。

我国的物理勘探工作是在新中国成立初期作为地质勘探中的一种重要手段,从勘探煤田、石油、金属、非金属等有益矿产资源开始发展起来的。水文地质及工程地质物探是在前者已发展到一个较高的技术水平,并积累了比较丰富经验的基础上在近二三十年发展起来的新技术。同时,又由于物理勘探具有成本低、效率高以及方法具有透视性等优点,所以它在解决水文地质、工程地质问题方面得到了广泛和成功的应用,逐渐成为不可缺少的勘探手段。一般来说,水文和工程物理勘探可解决以下水文地质问题:

(1)勘查供水水源地含水层的埋深、层厚、产状以及赋存范围。

(2)区分咸水、淡水含水层;探测含水层之间或地表水与地下水之间的补给关系;求取地下含水层的流速、流向和钻孔抽水漏斗的影响半径等水文地质参数。

(3)探测古河床含水层的分布规律;探测岩溶、裂隙富水带的赋存形态。

(4)探测基岩埋深和新地层、疏散层的厚度。

(5)勘探工作区的构造形态,断层、褶皱等地质构造的产状,追踪地质构造的延伸和展布方向,为划分水文地质单元、研究水文地质问题提供基础地质资料。

在工程地质方面,运用物探方法一般可以解决以下问题:

(1)测定覆盖层、风化带的厚度。

(2)探测断层、裂隙破碎带及地下溶洞等地质体的空间分布。

(3)岩石动弹参数(杨氏模量、剪切模量、泊松比)的测定及岩体的工程地质分类和稳定性评价。

(4)建筑物基础工程的勘察及评价。

(5)滑坡、陷落柱、洞穴等的探测以及水坝、路基等病害地基的勘查。

(6)桩基质量及承载力的检测和评价。

(7)地下管线分布及漏失等情况检测。

(8)环境污染及有关灾害地质的监测。

必须指出,物探方法本身是一种间接勘探方法,存在着多解性,因此物探技术能否取得良好的效果,除具备良好的物理前提,根据不同的勘探目的、不同的地质条件,合理选择物探方法技术之外,还必须十分重视物探资料与地质勘探资料相结合的综合解释。

第一篇　电　法　勘　探

电法勘探是以岩、矿石之间的电磁学性质和电化学性质的差异为物质基础的主要物探方法之一。由于地质勘查和找矿对象自然条件的多样性，故电法勘探的方法也较多，通常将其分为两大类：即传导类电法和感应类电法。前者以各种直流电法为主，其中电阻率法、充电法、自然电场法及激发极化法等在水文、工程地质勘查中获得了广泛的应用；后者包括了各种交流电法，其中甚低频电磁法在水文地质调查中获得了探讨性的应用，无线电电磁波透视法和地质雷达探测技术在煤矿井下探测小断层和陷落柱等方面获得了研究性的应用。随着煤炭生产和开采的需要，对井下电法勘探的要求越来越高，这就需要进一步研究适合井下特点的电法探测技术和资料解释技术。

第一章　电阻率法勘探的理论基础

目前，电阻率法是电法勘探在水文地质勘查中的主导方法。它在水文地质中主要用于：研究含水储水构造及其空间形态分布；划分咸、淡水界线；确定某些水文地质参数；在煤矿开采过程中，研究巷道或回采工作面煤层顶、底板隔水层的厚度，裂隙发育程度及其含水层的富水性等。在工程地质中，电阻率法主要用于：研究建筑工程基础的地质情况，如覆盖层厚度、基岩埋深和起伏形态变化；探测断裂构造、岩溶及其发育情况；研究滑坡问题等。在煤矿地质中，电阻率法主要用于研究陷落柱、探测小断层等地质构造。

电阻率法是以地壳中不同岩、矿石的电阻率差异为物质基础，通过观测、研究人工建立的稳定电流场在地下岩、矿石中的分布和变化规律以达到找矿、研究地质构造和寻找地下水的一种电法勘探的分支方法。

用电阻率法解决地质问题，必须了解和掌握岩、矿石在天然状态的电阻率和稳定电流场在地下的分布规律。本章先讨论岩、矿石的导电性，然后介绍稳定电流场的基本性质和在地下的分布规律，最后引入电阻率法勘探中的视电阻率和勘探深度两个重要概念。

第一节　电阻率法的地质基础

一、岩石电阻率的概念

自然界中不同的岩、矿石其导电性能往往不同，既有易于导电的，也有不易于导电的。表征物质导电性能的物理参数为电阻率，用符号 ρ 表示。在数值上它相当于电流垂直通过边长 1m 的立方体均匀物质时该物质所具有的电阻值，如图 1-1 所示。电阻率的单位是欧姆米，记作 $\Omega\cdot m$。有时也用电导率 σ 表示物质的导电性，其单位为西门子每米，记作 S/m。电阻率与电导率互为倒数，即 $\rho=1/\sigma$。

电阻率与电阻的概念不同，它仅是表征物质本身对电流传导的阻碍能力，而与物体的几何形状、大小以及电流在物质中的分布情况等无关。

岩、矿石的电阻率是表示其阻碍电流传导能力的物理参数。显然，岩、矿石的电阻率越

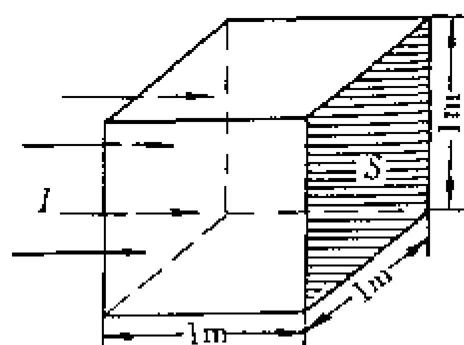


图 1-1 岩石电阻率的概念

低，其电导率就越大，导电性也就越好；反之，电阻率越高，其导电性就越差。

对于粗细均匀的细长导体，其电阻 R 与线长 l 成正比，与该导体的电阻率 ρ 成正比，与其横截面的面积 S 成反比。即

$$R=\rho\cdot\frac{l}{S} \tag{1-1}$$

而物理学中的欧姆定律为

$$R=\frac{\Delta U}{I} \tag{1-2}$$

式中 ΔU ——线长 l 之间的电位差；

I ——导线中的电流强度。

根据式(1-1)和式(1-2)便得细长导体的电阻率为

$$\rho=\frac{RS}{l}=\frac{\Delta U}{I}\cdot\frac{S}{l} \tag{1-3}$$

测定岩芯电阻率的装置形式如图 1-2 所示。供电电极为两个金属帽，测量电极是两个金属环。在供电回路用毫安表测量电流强度 I，在测量回路用具有高输入阻抗的电压表测量电位差 ΔU。然后分别量度岩芯的截面积 S 和两个测量电极(金属环)之间的岩芯长度 l 后，代入式(1-3)计算，便可求得岩芯的电阻率。

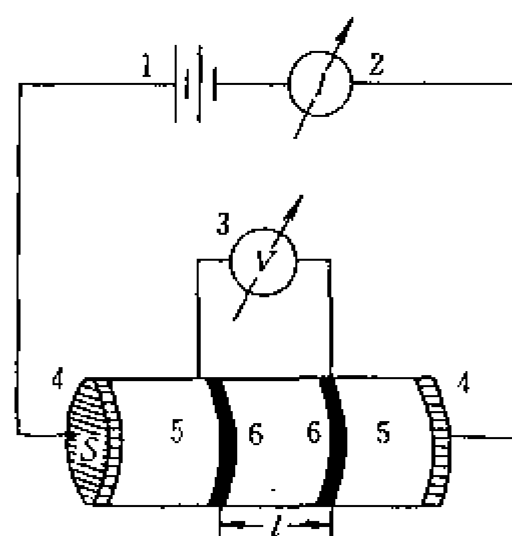


图 1-2 岩芯标本电阻率的测定

1—干电池；2—电流表；3—电压表；4—金属帽；5—岩芯；6—金属环

岩石的电阻率数据是电阻率法资料解释的物性依据。通常要在大量的岩芯标本或露头上进行观测统计，才能获得不同种类岩石电阻率的变化范围及数据。

二、水及常见岩石、矿物的电阻率

1. 金属元素及常见矿物的电阻率

表 1-1 列出了金属元素及常见矿物电阻率的变化范围。从表中可以看出：金属元素的导电性极好，电阻率仅为 $10^{-8}\sim10^{-7}\Omega\cdot m$；大多数金属硫化物和石墨属良导性矿物；多数氧化物为中等导电性矿物；大多数重要的造岩矿物为劣导电性矿物。例如，石英、长石等的电阻率值在 $10^6\Omega\cdot m$ 以上。

表 1-1 金属元素及常见矿物的电阻率 单位：Ω·m

良导电性				中等导电性矿物		劣导电性矿物
金属元素		矿物				
10^{-8}	10^{-7}	$10^{-6}\sim10^{-3}$	$10^{-3}\sim1$	$1\sim10^3$	$10^3\sim10^6$	$>10^6$
金	铁	石墨	方铅矿	黑钨矿	褐铁矿	石英
银	锡	斑铜矿	辉钼矿	赤铁矿	赤铁矿	长石
铜	铅	铜蓝	黄铁矿	软锰矿	蛇纹石	云母
镍	锑	磁黄铁矿	辉铜矿	菱铁矿	闪锌矿	角闪石
铝	汞	磁铁矿	黄铜矿	铬铁矿		方解石

2. 岩浆岩、变质岩和沉积岩的电阻率

地壳是由各种岩石组成的，而岩石又是由各种矿物组成的。由于影响岩石电阻率变化的因素很多，因而各种岩石电阻率的变化范围很大。所以在多数地区，不同岩石之间存在明显的电阻率差别。正是这种差别的存在，才为电阻率法勘探提供了良好的物理前提。

表 1-2 列出了常见岩石的电阻率变化范围。其中，岩浆岩的电阻率最高，变质岩次之，沉积岩最低。但沉积岩中的化学岩，如石灰岩、岩盐和石膏等的电阻率相当高；而某些变质岩，如石墨片岩等的电阻率却很低。

表 1-2　常见岩石电阻率　　单位：Ω·m

岩类	岩石名称	电阻率	岩石名称	电阻率
沉积岩	粘土	$10^{-1}\sim10$	砂岩	$10\sim10^3$
	干粘土	$10\sim10^2$	砾岩	$10\sim10^4$
	砂	$10^0\sim10^3$	泥灰岩	$10^0\sim10^2$
	泥岩	$10\sim10^2$	石灰岩	$10^2\sim10^4$
	页岩	$10\sim10^2$	硬石膏	$10^4\sim10^6$
	粉砂岩	$10\sim10^2$	食盐	$10^4\sim10^6$
岩浆岩	花岗岩	$10^2\sim10^5$	辉绿岩	$10^2\sim10^5$
	正长岩	$10^2\sim10^5$	玄武岩	$10^2\sim10^5$
	闪长岩	$10^2\sim10^5$	辉长岩	$10^2\sim10^5$
变质岩	泥质板岩	$10\sim10^3$	大理岩	$10^2\sim10^5$
	片麻岩	$10^2\sim10^4$	石英岩	$10^3\sim10^5$

3. 水的电阻率

表 1-3 列出了自然状态下水的电阻率变化范围。水的电阻率与其矿化度和温度有密切的关系（表 1-4）。

表 1-3　自然状态下各种水的电阻率　　单位：Ω·m

水的类型	电阻率	水的类型	电阻率
雨水	$>10^3$	海水	$n\times10^{-1}\sim n\times10^0$
河水	$n\times10^{-1}\sim n\times10^2$	矿井水	$1\sim10$
潜水	$<10^2$	深成盐渍水	$10^{-1}\sim1$

地下水的矿化度变化范围很大，淡水中的矿化度为 0.1g/L，咸水的矿化度可高达 10g/L。因为地下水的电阻率随矿化度增高而明显减小，所以在岩性条件变化不大的前提下，可以在地面或钻孔中应用电阻率的差异来划分咸、淡水层位。

温度的变化主要引起水溶液中盐离子活动性的变化。由于水溶液中的盐离子移动速度随温度升高而加快，因此水溶液的电阻率随温度升高而减小。用电阻率法圈定地热异常区正是利用了这一特性。

在冰冻条件下，地下岩石中的水溶液全处于冻结状态，离子无法迁移，而使冰的电阻率剧增至 $10^5\Omega\cdot m$ 左右，此时岩石呈现极高的电阻率，从而给电法勘探工作增加了困难。

表 1-4 地下水中常见盐类溶液的电阻率

矿化度 g/L	水溶液电阻率，Ω·m			
	NaCl	CaCl	KCl	MgCl
纯水	25×10^4	25×10^4	25×10^4	25×10^4
0.010	511	483	578	438
0.100	55.2	50.3	58.7	45.6
1.000	5.83	5.56	6.14	5.06
10.000	0.657	0.660	0.678	0.614
100.000	0.0809	0.0930	0.0776	0.0936

三、影响岩石电阻率的因素

通常，任何一种岩石的电阻率值都有一个变化范围。这一客观事实表明，在研究某一工作地区的岩石电性时，不仅需要掌握各种岩石电阻率的具体数值和相互间的差异，而且还要了解各种岩石电阻率的稳定程度及其变化规律。用电阻率法研究测区的地质构造或解决水文、工程地质问题的基本物理前提就是测区内各岩层必须具有不同的且相对稳定的电阻率值。

在自然条件下，影响岩石电阻率的因素很多，但主要的因素是岩石的矿物成分、结构、构造、岩石的孔隙、裂隙发育情况和含水性。

1. 岩石电阻率与矿物成分的关系

由于矿物的电阻率随着组成矿物的成分及内部结构的不同而在相当大的范围内变化，故岩石的电阻率也存在着一定的变化范围。

重要的造岩矿物，如石英、云母和长石等硅酸岩类矿物，其电阻率高达 $10^6\Omega\cdot m$ 以上，而沉积岩、岩浆岩和变质岩大多是由这些高电阻率的造岩矿物所组成的，所以在干燥状态下，它们有很高的电阻率值，只有少数含有相当数量的良导电性矿物的岩石才会有很低的电阻率值。所以，岩石的电阻率值变化一般与矿物成分的关系不大，而主要取决于岩石孔隙中地下水的含量、岩石孔隙、裂隙的发育程度以及水的矿化度。

2. 岩石的电阻率与孔隙水的含量及矿化度的关系

岩石的孔隙是地下水运移的通道和储存场所。地下水中常溶有各种盐类，从表 1-4 中可以看出，水溶液的电阻率主要取决于水的矿化度，而溶盐成分的影响并不大。

呈良导性的水溶液存在于彼此连通的岩石孔隙中，这就使岩石的导电性能大大增强。岩石的含水性与岩石的孔隙度及水文地质条件有关。一般岩石孔隙中的含水量越大、水的矿化度越高，岩石的电阻率也就越低。

坚硬致密的岩石，如岩浆岩、化学沉积岩和某些变质岩，在完整时其孔隙率很小，故电阻率一般都很高。但如果由于构造运动、风化或溶蚀作用，使这些坚硬致密的岩石产生裂隙或破碎并在其中充填有矿化水时，其电阻率就会显著降低。

表 1-5 列出了各种不同孔隙、饱含不同矿化度地下水的松散冲积沉积物电阻率的实测值。结果表明，当岩石位于地下潜水面以下时，岩石电阻率值主要取决于岩石的孔隙率和地下水的矿化度。

表 1-5　不同孔隙率岩石饱含不同矿化度地下水的电阻率实测结果

矿化度,g/L ＼ ρ,Ω·m ＼ 孔隙率,%	15～20（砂砾石）	25～35（粗中砂）	35～40（细粉砂）	40～50（粘土、砂粘土）
1	150～75	75～30	40～35	25～20
2	90～45	45～18	24～15	15～12
3	60～30	30～12	16～10	10～8
5	30～15	15～6	8～5	5～4
10	18～9	9～3.6	4.8～3	3～3.2

阿尔奇通过对大量的多孔性岩石电阻率的测定和统计得出了计算多孔性岩石电阻率的经验公式，其数学表达式为

$$\rho=aq^{-m}S^{-n}\rho_0 \tag{1-4}$$

式中　ρ ——岩石的电阻率；

ρ_0——孔隙水的电阻率；

q——孔隙率；

S——含水饱和度；

n——饱和度指数；

m——孔隙率指数，通常在1.5～3.0之间变化；

a——比例系数，也称统计系数，一般在0.5～1.5之间变化。

例如：设$S=1,a=1.2,m=2$。当取$q=0.01,0.1,0.2,0.3$时，则$\rho/\rho_0=1.2\times10^4,120,30,13.3$。

由此可知，当岩石孔隙饱含地下水时，孔隙率对岩石电阻率有显著影响。

新生界冲积沉积物的电阻率与孔隙率、胶结程度及富水性的关系更为密切。松散干燥砂砾石的电阻率高达几百至几千欧姆米，而当其饱含地下水时，电阻率则大大降低，相差可达数十乃至数百倍。在同样饱含地下水的情况下，粗颗粒的砂砾石电阻率就要比细颗粒的细砂、粉砂高。因此在第四系沉积层中，潜水面以下的高阻层位多反映粗颗粒含水层的存在；而低阻层位则往往是粘土隔水层的反映。根据这一电性特征，可以用地面电阻率法和电阻率测井曲线划分含水层与隔水层，并判断其富水性。

在煤矿生产过程中，由于采煤等原因造成的矿山压力变化，常常使煤层顶、底板隔水层产生裂隙，遭受破坏，进而导致突水淹井事故。近年来，国内、外用电阻率法在矿井下研究煤层顶、底板裂隙发育情况和导水高度、防治矿井水害已取得一定成效。随着煤炭开采的需要，电法勘探方法将会在煤矿防治水工程中发挥更大的作用。

3. 岩石电阻率与温度的关系

电子导体的电阻率随温度的升高而增高。但靠水溶液中盐离子导电的含水岩石则相反，其电阻率值随温度的升高而降低。这是因为存在于岩石孔隙中的水溶液随温度的升高溶解度增大、粘滞性减小，从而引起离子的迁移率增大，使岩石的导电性增强、电阻率降低。

据有关资料介绍，在0℃以上的正温度区，电阻率值随温度的升高而缓慢减小。温度每升高1℃，岩石的电阻率比原来降低百分之几。当温度从17℃升高到150℃时，岩石的电阻

率可降低到原来的 1/5；当升高到 280℃时，岩石的电阻率则可降低到原来的 1/9。所以在地下热水勘探中，用电阻率法圈定地热异常区比寻找同样水文地质条件下的常温水更为有利。需要指出，在正常情况下，地壳的温度随深度加大而缓慢递增，其地温陡度约 30m/℃左右。因此在使用电阻率法研究地壳的一般地质问题时，可不考虑温度的影响。但在 0℃以下的负温度区，含水岩土冻结后，由于离子无法迁移，从而失去导电能力，电阻率可增加到 10^5 Ω·m以上。由于地表冻土的电阻率极高，这就给直流电法的野外施工造成极大困难。

4. 岩石电阻率与层理的关系

页岩、泥质页岩、煤层及泥灰岩等沉积岩大多都有层理构造，它们是由许多薄层互相紧密交替组成。由于各薄层的矿物成分、孔隙率和湿度不同，故其电阻率值也不相同。当测量具有层理构造的岩石电阻率值时，若平行层理方向，则电阻率不同的各个薄层相当于构成一组电阻的并联电路，其所测电阻率值较小；若垂直于层理方向，则各薄层相当于构成一组电阻的串联电路，所测电阻率值较大。这种电阻率值与电流方向有关的性质称为岩石电阻率的微观各向异性。

除岩石本身可能具有的微观各向异性之外，由数个岩性不同的比较薄（相对埋深而言）的均匀各向同性岩层所组成的岩层组在电法勘探中所表现出的各向异性更具有实际意义，如由薄的砂岩、页岩、煤层和灰岩交互构成的煤系地层（图 1-3a），以及由薄层粘土、砂砾石等构成的含水层组。我们称这种岩层组的各向异性为宏观各向异性。为了研究层状介质各向异性的导电特征，在电阻率法勘探中引入了纵向电导和横向电阻的概念。

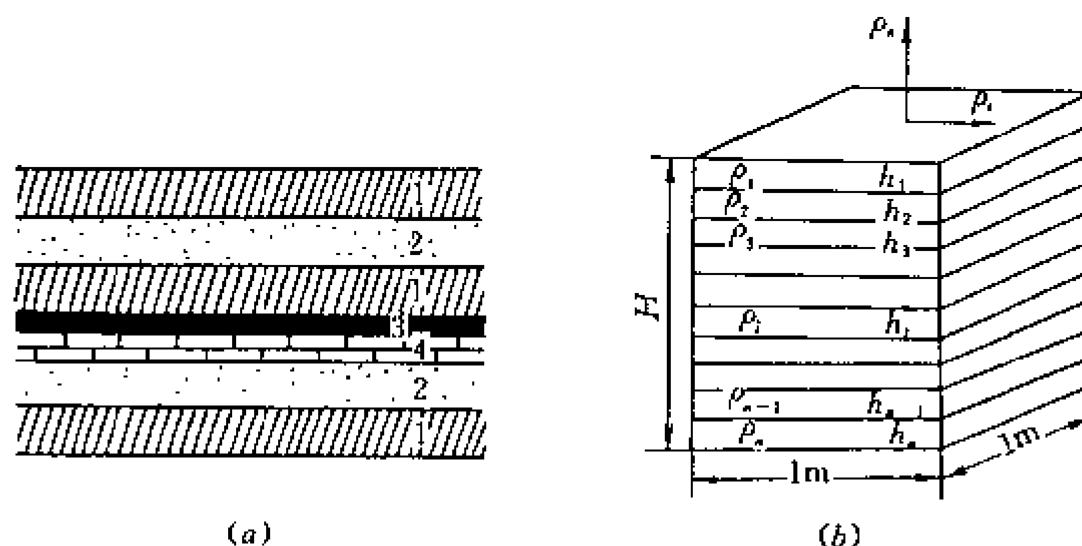


图 1-3　层状介质模型

a—煤系地层层状结构；b—层状介质的横、纵向电阻率；

1—泥岩；2—砂岩；3—煤层；4—灰岩

假定某岩石（或岩层）是由不同电阻率和不同厚度的薄层所组成，各薄层的电阻率分别为 $\rho_1,\rho_2,\cdots,\rho_n$，厚度分别为 $h_1,h_2,\cdots,h_n$，总厚度为 H。从该岩石（或岩层）中取一平行于层理，其高为 H，底面积为 1m² 的直角六面岩柱体（图 1-3b）。

根据并联电路的理论可知，当电流方向平行于该六面体底面时，所测得的岩石的总电导（电阻的倒数）应等于各薄层电导之和。这个值称为岩石（或岩层）的纵向电导，用符号 S 表示。即

$$S = \sum_{i=1}^{n} S_i = \sum_{i=1}^{n} h_i/\rho_i \tag{1-5}$$

于是得出岩石(或岩层)的纵向电阻率 ρ_t 为

$$\rho_t = \frac{H}{S} = \sum_{i=1}^{h} h_i / \sum_{i=1}^{n} S_i \tag{1-6}$$

根据串联电路理论,当电流方向垂直于该六面体的底面时,所测得的岩石电阻等于各薄层岩石电阻之和。此值称为岩石(或岩层)的横向电阻,用符号 T 表示。即

$$T = \sum_{i=1}^{n} T_i = \sum_{i=1}^{n} h_i \cdot \rho_i \tag{1-7}$$

于是便得出岩石(或岩层)的横向电阻率 ρ_n 为

$$\rho_n = \frac{T}{H} = \sum_{i=1}^{n} h_i \cdot \rho_i / \sum_{i=1}^{n} h_i \tag{1-8}$$

显然,纵向电阻率 ρ_t 小于横向电阻率 ρ_n。岩石的这种各向异性程度大小通常用各向异性系数 λ 表示。即

$$\lambda = \sqrt{\rho_n / \rho_t} \tag{1-9}$$

在自然条件下,各种岩石的 λ 值均大于 1。λ 值愈大,则 ρ_n 与 ρ_t 的差异就愈显著。各向异性岩石的电阻率值常用平均电阻率 ρ_m 表示,即 $\rho_m = \sqrt{\rho_t \cdot \rho_n}$。

表 1-6 中列出了几种常见岩石的各向异性系数 λ 值。由表可知,某些岩石(如石墨化炭质页岩、泥质页岩等)在垂直和平行层理两个方向的电阻率相差可达 4~7 倍以上。这在电法资料解释推断中,应引起充分重视。此外,实际工作中不必区分微观与宏观两种各向异性,而只需考虑总的各向异性的影响。

表 1-6 常见层理岩石各向异性系数

岩石名称	λ	岩石名称	λ
层状粘土	1.02~1.05	泥岩	1.41~2.25
层状砂岩	1.10~1.60	无烟煤	2.00~2.55
板岩	1.10~1.59	石墨化炭质泥岩	2.00~2.80

综上所述,可以得出如下规律:

(1)岩石的电阻率一般与其矿物成分的关系不大,而主要取决于岩石孔隙水的含量、矿化度以及良导性矿物的成分、含量和结构。

(2)一般情况下,岩浆岩的电阻率高于沉积岩,变质岩的电阻率则介于二者之间。但也有例外,如化学沉积岩也具有很高的电阻率值,而石墨化片岩则具有很低的电阻率值。

(3)致密干燥岩石的电阻率值,远远高于松散或破碎且含水岩石的电阻率。

(4)对第四系松散沉积层而言,岩层的颗粒越粗、透水性越好,其电阻率也越高。但地下水矿化度的变化对岩层电阻率的影响很大。

由于制约岩石电阻率的因素很多,而且这些因素在自然界中又是变化的,所以各种岩石也就不可能具有确定的电阻率值。在某些特殊条件下及个别工作地区,也有可能出现与一般规律相反的情况。这就是说,要保证电法勘探工作的顺利进行并获得正确的推断解释成果,就必须注意收集和测定工作地区中各种岩石的电阻率值,并且要熟悉工作地区的水文地质情况。

第二节　地下稳定电流场

在电阻率法中，为了揭露地下地质体的电阻率差异，必须建立人工电流场，并观测、研究地下电场由于电阻率不均匀体存在所反映的变化规律，以便达到探测地下构造、解决各种地质问题的目的。用直流电源向地下供电是最简单且常用的人工电场，它是一种稳定电流场。

描述稳定电流场的物理量有电场强度 E、电流密度 j 和电位 U。

一、稳定电流场的基本性质和边界条件

根据电磁场理论，空间任意一点，如果其内部没有面电荷和体电荷存在，则稳定电流场的性质可用下述关系来描述。

1. 电流密度与电场强度的关系

电场中任意一点的电流密度 j 与该点的电场强度 E 和电阻率 ρ 的关系为

$$j=\frac{E}{\rho} \tag{1-10}$$

式(1-10)称为欧姆定律的微分形式。它适用于任何不均匀导体的电流场。

2. 稳定电流场的连续性质

在稳定电流场中，虽有电荷的运动，但这只是空间点上一些电荷元被另一些电荷元所代替，而该点的电荷密度仍保持不变。即

$$\operatorname{div} j=0 \tag{1-11}$$

式(1-11)表明电流密度的散度等于零，也就是说，通过任意闭合面的电流密度的通量等于零。稳定电流场的连续性质说明，在空间中除电源之外的任何点上，电流密度的空间变化率等于零，即电流密度既不能增加，也不能减小。所以稳定电流场是无源场。

3. 稳定电流场的势场性质

稳定电流场和静电场类似，是一个位场。这是因为在稳定电流场中，电荷元在空间的分布不随时间发生变化。如果电荷元分布发生任何一点变化，那么电场强度也就不可避免地要发生相应的变化，于是电流也就不稳定了。势场的电场强度 E 和电位 U 的关系为

$$E=-\operatorname{grad}U \tag{1-12a}$$

式(1-12a)说明空间某点的电场强度等于电位的负梯度。电位梯度为负值表示电位的降落方向是电场强度的正方向。

在极坐标中，式(1-12a)可表示为

$$E=-\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} \tag{1-12b}$$

式中，$\frac{\boldsymbol{r}}{r}$表示单位矢量，数值为1，代表向量沿 r 的方向。

在直角坐标系中，式(1-12a)表示为

$$E_x=-\frac{\partial U}{\partial x},\quad E_y=-\frac{\partial U}{\partial y},\quad E_z=-\frac{\partial U}{\partial z} \tag{1-12c}$$

上述稳定电流场的三个基本关系式分别从不同的研究角度反映了稳定电流场的基本性质。通过对式(1-10)、式(1-11)和式(1-12)微分运算，可以综合成一个总的方程式

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad}U)=\nabla^2 U=0 \tag{1-13}$$

式中，∇^2 称为拉普拉斯算子。

式(1-13)称为拉普拉斯方程式，简称拉氏方程式。它反映了稳定电流场的内在规律，说明稳定电流场中除电流源以外的空间任何一点的电位只是空间坐标的函数。在电法勘探的理论研究中，常用的三种坐标系中的拉普拉斯方程表达式如下：

直角坐标系
$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=0 \tag{1-14}$$

柱坐标系
$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=0 \tag{1-15}$$

球坐标系
$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial U}{\partial r}\right)+\frac{1}{\sin\theta}\cdot\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2}\right)=0 \tag{1-16}$$

4. 边界条件

满足拉氏方程式(1-13)的场函数 U，一般有无穷多个解，但对所研究的具体问题，它的解应该是唯一的。使场函数获得唯一解所须限定的条件称为定解条件，其中包括初始条件和边界条件。因为稳定电流场的电位与时间无关，所以只有边界条件，其中某些条件是极限条件。

(1)极限条件。在距场源无限远处，$r\to\infty$ 时，$U\to 0$；在接近场源的点上，$r\to 0$ 时，$U=\frac{I\rho_1}{2\pi r}$。

(2)地面上(除场源点以外)电流密度法线分量为零，即

$$j_n=\frac{1}{\rho_1}\cdot\frac{\partial U}{\partial r}=0$$

(3)在电流穿过介质分界面上电位连续，即 $U_1=U_2$；电流密度的法线分量连续，即 $j_{1n}=j_{2n}$；电流密度的切线分量不连续，即 $j_{1t}\neq j_{2t}$；电场强度的法线分量不连续，即 $E_{1n}\neq E_{2n}$；电场强度的切线分量连续，即 $E_{1t}=E_{2t}$。

二、均匀介质中点电源的电流场

在对地下建立人工电流场的过程中，地下电流场在电阻率不均匀地质体的影响下发生变化(又叫畸变)，然而这一变化是在正常电流场的背景上出现的，因此有必要首先研究正常电流场的一些规律，然后讨论地下电阻率不均匀的影响。

所谓正常电流场，是指在地下为均匀各向同性的导电介质情况下，在水平地表面或钻孔中通以稳定电流时所产生的电流场。

1. 一个点电源在均匀全空间中的电场

无论是电阻率法勘探还是视电阻率测井，均是通过供电电极向地下供入电流。由于电极本身的尺寸与电极到观测点的距离相比，小到可以看作是一个“点”，因此称其为“点电源”。尽管研究一个点电源在均匀各向同性介质中的电场分布最为简单，但仍有其实用意义。如电测井，就是把单个电极放在钻孔中(图 1-4)。图中，A 电极置于地下深处，另一个电极 B 置于地表距 A 极足够远的地方接地，常称 B 极为无穷远极，这意味着对观测点而言，B 电极的影响可以忽略，这就是所谓一个点电源的含意。

设 ρ 为均匀介质的电阻率值，r 为 A 极到任一观测点 M 的距离。由于均匀介质中的点源场具有球对称性，因此选择坐标原点在 A 极处的球坐标系统将使 M 点的电位 U 只与 r 有关，而与球坐标的另外两个变量 θ、φ 无关，这便使拉氏方程式(1-16)简化为

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial U}{\partial r}\right)=0 \tag{1-17}$$

对式(1-17)积分两次，得

$$U=-\frac{c_1}{r}+c_2 \tag{1-18}$$

式中 c_1、c_2——积分常数。

根据极限条件 $r\to\infty$时，$U=0$，故 $c_2=0$。

于是
$$U=-\frac{c_1}{r} \tag{1-19}$$

因为在均匀各向同性介质中，从 A 极流出的电流线呈辐射状，所以穿过半径为 r 的球面总的电流为

$$I=4\pi r^2 j$$

式中 j——电流密度。

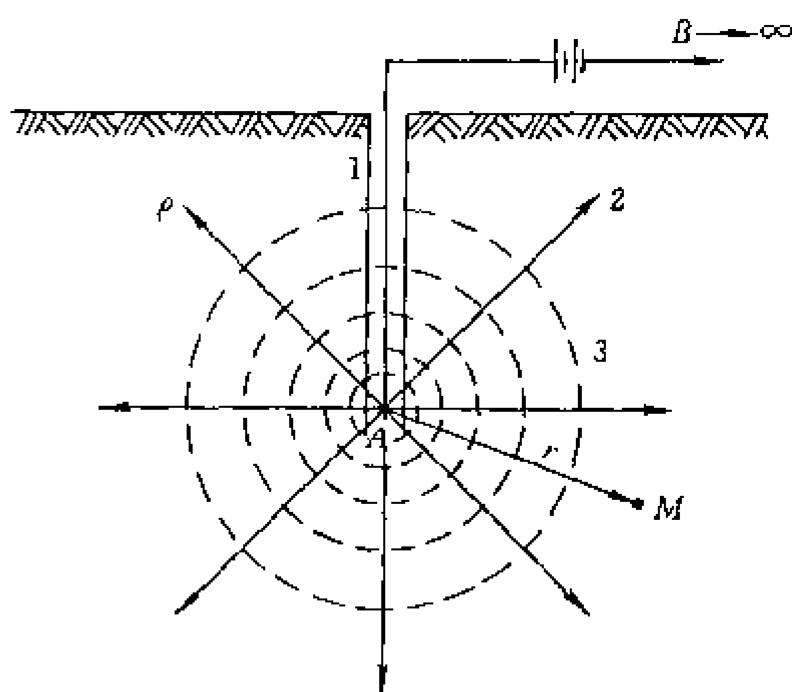


图 1-4 一个点电源在全空间均匀介质中的电场

1—钻孔；2—电流线；3—等电位面

根据式(1-10)和式(1-12)可得

$$I=4\pi r^2\left(\frac{E}{\rho}\right)=4\pi r^2\left(\frac{1}{\rho}-\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}\right)=-\frac{4\pi r^2}{\rho}\cdot\frac{c_1}{r^2}$$

故
$$c_1=-\frac{I\rho}{4\pi}$$

最后得到
$$U=\frac{I\rho}{4\pi}\cdot\frac{1}{r} \tag{1-20}$$

根据式(1-10)和式(1-12)，可以分别求出电场强度 E 和电流密度 j 的矢量形式为

$$\boldsymbol{E}=-\frac{\partial U}{\partial r}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r}=\frac{I\rho}{4\pi}\cdot\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} \tag{1-21}$$

$$\boldsymbol{j}=\frac{\boldsymbol{E}}{\rho}=\frac{I}{4\pi r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} \tag{1-22}$$

图 1-4 形象地反映了 U、$\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{j}$ 三个物理量的基本特征。电位 U 等于常数的等位面为一系列以 A 点为球心，以 r 为半径的同心球壳；电场强度 $\boldsymbol{E}$ 和电流密度 $\boldsymbol{j}$ 的方向由矢径 $\boldsymbol{r}$ 确定，呈辐射状，其图形重合；等位面处处与 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{j}$ 正交。

2. 一个点电源在均匀半空间地面上的电场

设地下均匀介质的电阻率为 ρ，在水平的地面上设置供电电极 A(另一个异性电极置在无限远处)。地面上部为空气，电阻率为无穷大(图 1-5b)。这种地下介质情况相当于一个均匀半无限空间。

拉氏方程式(1-16)的通解与一个点电源在均匀全空间的形式完全相同，只是因为空气的电阻率为无穷大，电流只能沿地面以下半空间分布。所以，电流穿过均匀介质的半球表面时的电流强度为

$$I=2\pi r^2\cdot j=-\frac{2\pi r^2}{\rho}\cdot\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}=-\frac{2\pi r^2}{\rho}\cdot\frac{c_1}{r^2}$$

故
$$c_1=-\frac{I\rho}{2\pi}$$

将其代入通解表达式，最后得到

$$U=\frac{I\rho}{2\pi}\cdot\frac{1}{r} \tag{1-23}$$

$$\boldsymbol{E}=\frac{I\rho}{2\pi r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} \tag{1-24}$$

$$j=\frac{I}{2\pi r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} \qquad (1\text{-}25)$$

由图 1-5 可知，等位面为一系列以 A 极为球心的同心半球壳，电场强度 $\boldsymbol{E}$ 和电流密度 j 在地下空间呈辐射状。在地面电阻率法勘探中，式(1-25)经常要用到，并写成 $j_0=\frac{I}{2\pi r^2}$，以表示一个点电源在均匀半空间正常场的电流密度值。图 1-5a 反映了地面上的观测点的电位 U 随测点到 A 极的距离 r 的变化关系。

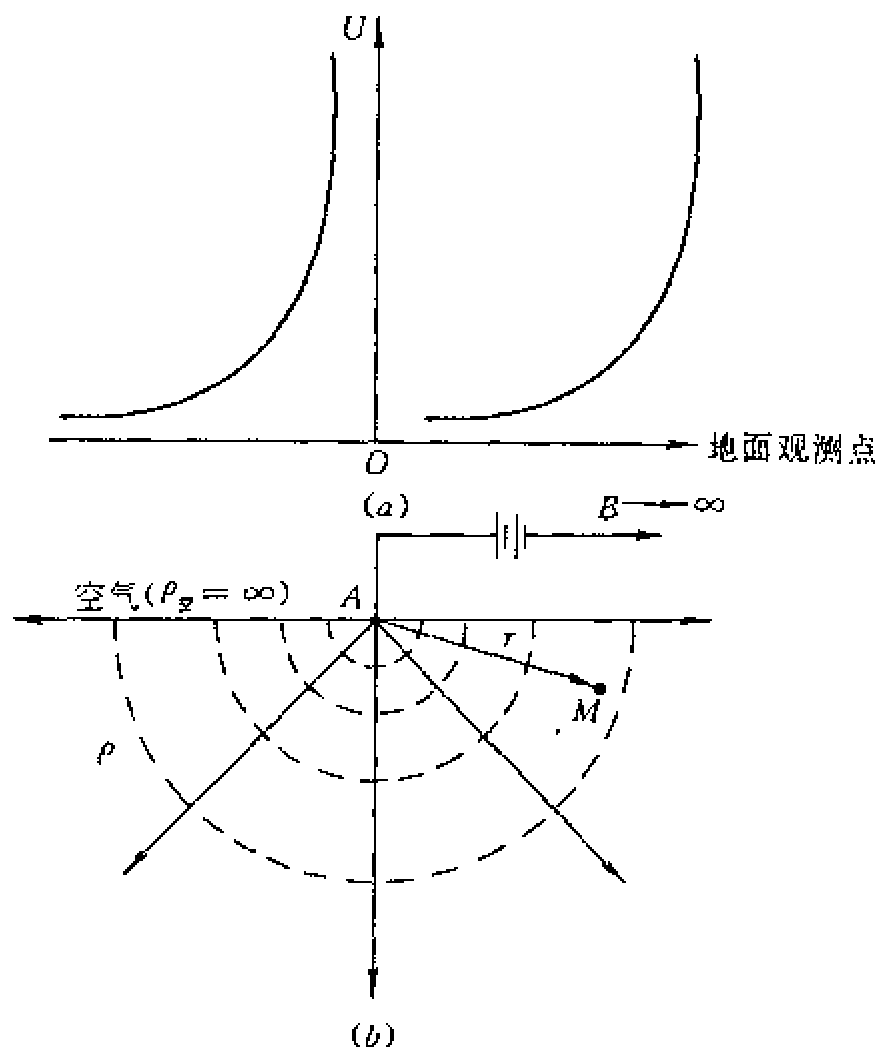


图 1-5　一个点电源在均匀半空间的电场分布
a—地面上观测点的电位分布；
b—地下半空间电流线及等电位面分布

3. 两个异性点电源在均匀半空间的电场

在地下为均匀介质的地面上设置两个异性供电电极 $A(+I)$和 $B(-I)$，这两个电极彼此相距不远，且将观测点 M 置于 A、B 电极的中间部位(图 1-6)，此时，A、B 异性点电源形成的正、负电场对观测点 M 处产生的影响不能忽视。

根据电场叠加原理，地下任一观测点 M，其电位 U_M^{AB} 为正电流源 A 和负电流源 B 分别在 M 点产生的电位 U_M^A 和 U_M^B 之和。而电场强度 $\boldsymbol{E}_M^{AB}$(或电流密度 j_M^{AB})则为 A、B 分别在 M 点产生的电场强度 $\boldsymbol{E}_M^A$(或 j_M^A)和 $\boldsymbol{E}_M^B$(或 j_M^B)之矢量和。

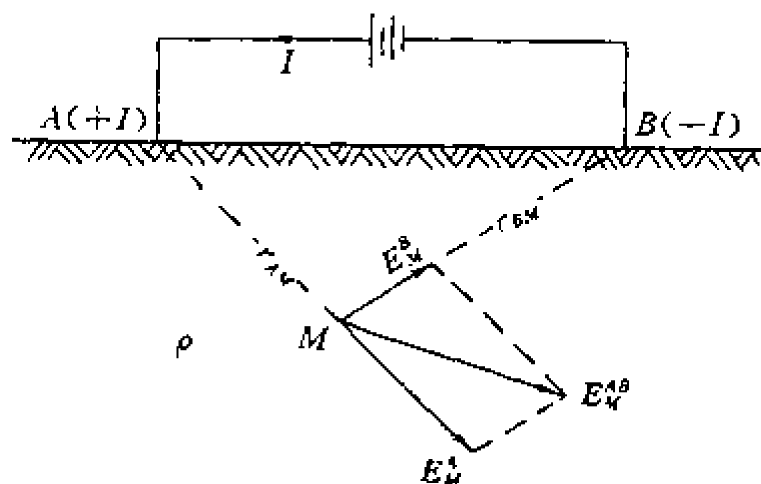


图 1-6　两个异性点电源装置

利用式(1-23)得

$$U_{AM}=\frac{I\rho}{2\pi}\cdot\frac{1}{r_{AM}}$$

$$U_{BM}=\frac{-I\rho}{2\pi}\cdot\frac{1}{r_{BM}}$$

故 M 点的总电位 U_M 为

$$U_M=U_{AM}+U_{BM}=\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{r_{AM}}-\frac{1}{r_{BM}}\right) \qquad (1\text{-}26)$$

对于地面 AB 连线上的观测点，若令 $AB=2L$，则式(1-26)可改写为

$$U_M=\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{r_{AM}}-\frac{1}{2L-r_{AM}}\right) \qquad (1\text{-}27)$$

根据式(1-12)和式(1-10)得

$$\boldsymbol{E}=-\frac{\mathrm{d}U_M}{\mathrm{d}r}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r}=\frac{2\rho}{2\pi}\left[\frac{1}{r_{AM}^2}+\frac{1}{(2L-r_{AM})^2}\right]\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} \qquad (1\text{-}28)$$

$$j=\frac{\boldsymbol{E}}{\rho}=\frac{I}{2\pi}\left[\frac{1}{r_{AM}^2}+\frac{1}{(2L-r_{AM})^2}\right]\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r} \qquad (1\text{-}29)$$

图 1-7 是 U、$\boldsymbol{E}$、j 三个物理量计算结果的图形。

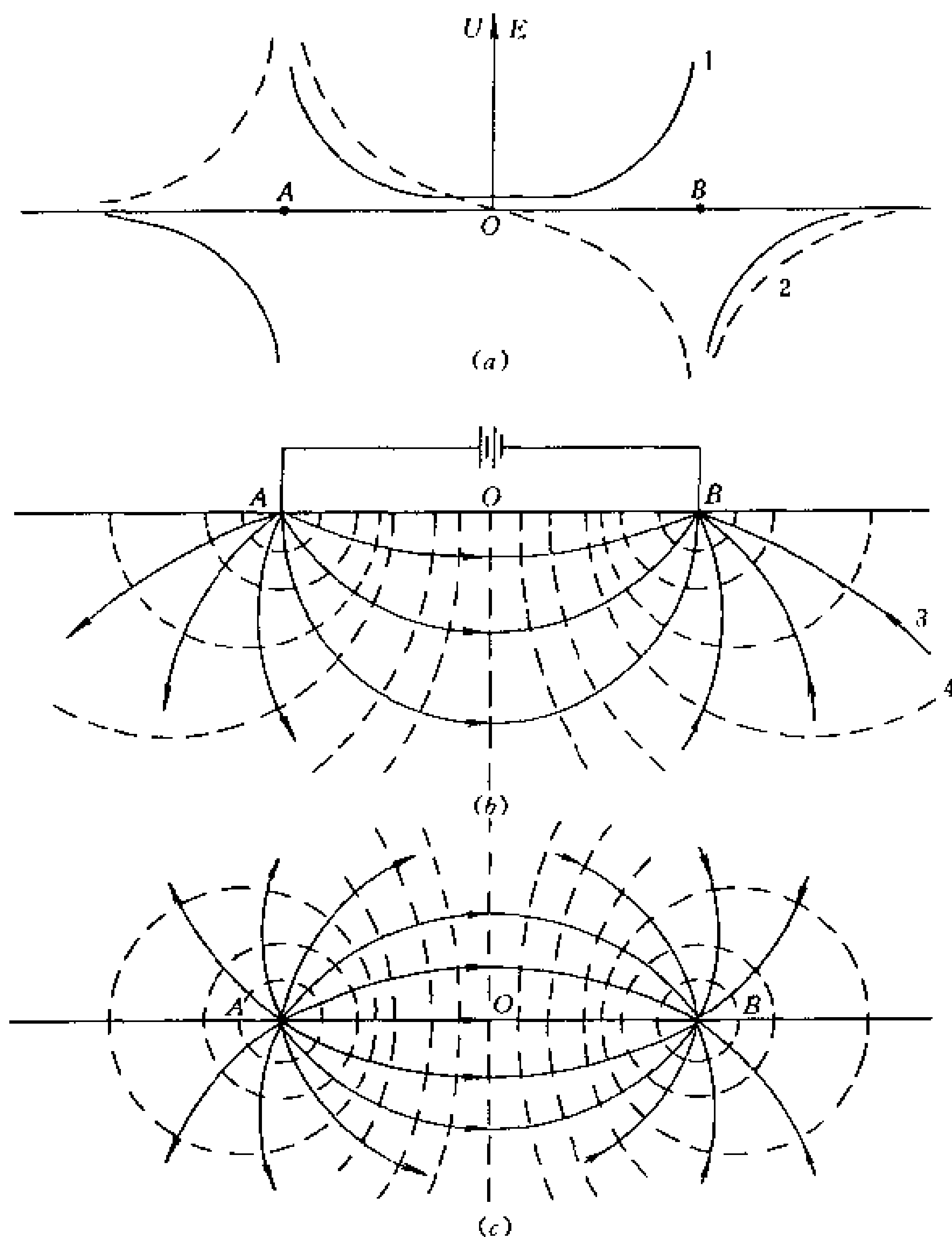


图 1-7　两个异性点电源在均匀半空间的电场分布

a—地面 AB 连线上的电场强度和电位曲线；b—剖面图；c—平面图；

1—电场强度曲线；2—电位曲线；3—电流线；4—等电位面

由图 1-7b、c 可以看出：在两个供电电极附近，等位面是两组半球面，而在远离 A、B 场源的地方，由于正负电场相互作用的叠加，等位面已不再为球形且 AB 连线的中垂线恰是电位等于零的等位面；电流线与电力线完全重合，并处处与等位面正交。

图 1-7a 是地面 A、B 连线上电位和电场强度的变化曲线。可见，越靠近电极，电位变化越快，在 A、B 连线的中点，电位为零；在两个点电源中部 $AB/3$ 范围内，电场强度曲线近于水平。这表明电场强度在 A、B 中间区域内接近于常数，一般认为这一段的电场为均匀场。这一特点将在讨论电剖面法的中间梯度法中得到应用。

三、研究电流场的镜像法原理

前已述及，在给定的定解条件下，拉氏方程式(1-13)的解是唯一的。但在研究多层介质

的电场分布，解决实际的电法勘探问题时，直接对微分方程求解，其数学方法十分复杂。而采用类似光学中的镜像法，进行光电类比就会简化复杂的数学运算。因此，镜像法是求解电学问题的一种特殊方法。

镜像法的实质，就是当电场中存在不同电阻率介质的分界面时，这个分界面相当一个镜面，它对场的影响可用一个位于实际电源的镜像位置的虚电源来代替，这个虚电源在电场的某一区域内同样满足拉氏方程和相同的边界条件。然后，计算这些点电源（包括实际电源和相应的虚电源）产生的电场。根据解的唯一性，这样求得的结果与实际的解析解完全相等。

假设地下半空间中存在一直立平面，平面两侧介质电阻率分别为 ρ_1 和 ρ_2，点电源 I 置于 ρ_1 介质一侧的地面上（图 1-8*a*）。

1. 求有源介质（ρ_1）中任一点 M_1 的电位 U_1

首先把分界面对场的影响等效成一虚点电源 I' 并置于实点电源 I 的镜像位置，这样地下半空间等效于完全被 ρ_1 介质所充填（图 1-8*b*），然后由式（1-23）可得

$$U_1=\frac{I\rho_1}{2\pi r_1}+\frac{I'\rho_1}{2\pi r'_1} \tag{1-30}$$

2. 求无源（ρ_2）介质中任一点 M_2 的电位 U_2

分界面对 M_2 点产生的影响与实点电源 I 在 M_2 点产生的作用一并用一虚构点电源 I'' 代替，并置于实点电源 I 的位置处，这样地下半空间相当于被 ρ_2 介质完全充填（图 1-8*c*）。从而可得

$$U_2=\frac{\rho_2 I''}{2\pi r_2} \tag{1-31}$$

显然，式（1-30）和式（1-31）均满足拉氏方程，但要使其为唯一解，还必须满足边界条件，即在分界面上应有

$$U_1=U_2, \qquad j_{1n}=j_{2n}$$

通过运算可得

$$I'=\frac{\rho_2-\rho_1}{\rho_2+\rho_1}I=K_{12}I \tag{1-32}$$

$$I''=(1-\frac{\rho_2-\rho_1}{\rho_2+\rho_1})I=(1-K_{12})I \tag{1-33}$$

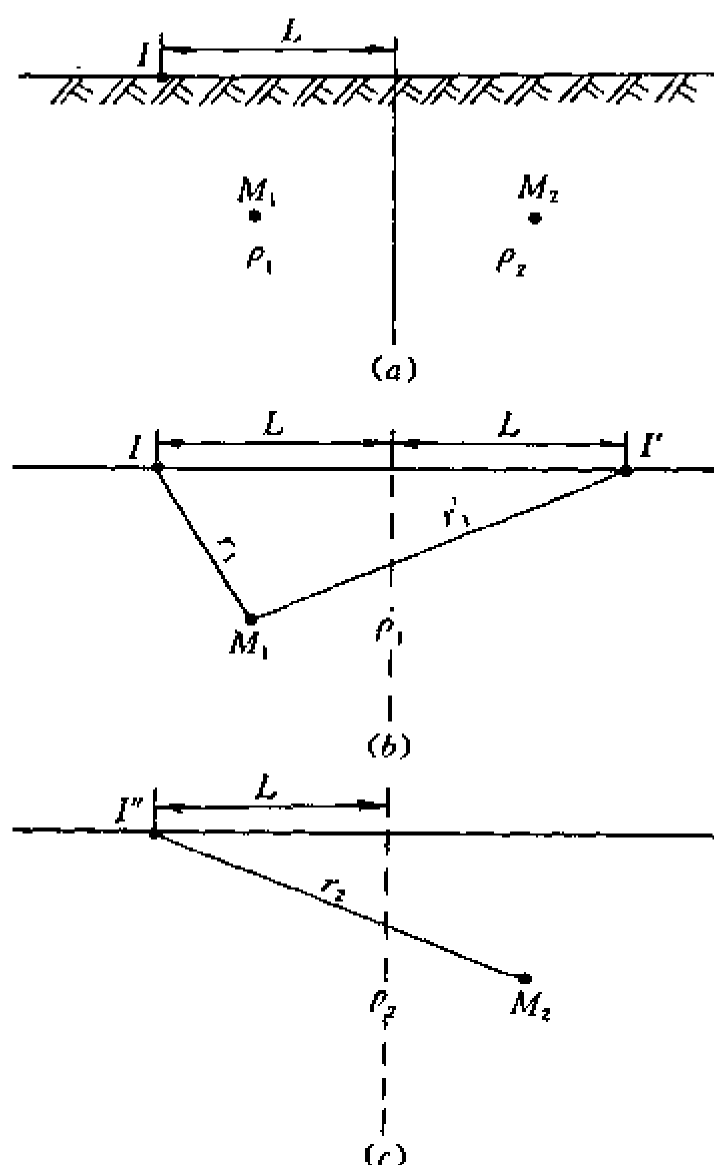


图 1-8　镜像法原理示意图

a—地电断面模型；*b*—有源介质 ρ_1 中的电场镜像；*c*—无源介质 ρ_2 中的电场镜像

式中　K_{12}——反射系数，$K_{12}=\frac{\rho_2-\rho_1}{\rho_2+\rho_1}$；

$1-K_{12}$——透射系数。

将式（1-32）和式（1-33）分别代入式（1-30）和式（1-31）中，便可得到

$$U_1=\frac{I\rho_1}{2\pi r_1}+\frac{K_{12}I\rho_1}{2\pi r'_1}=\frac{I\rho_1}{2\pi}(\frac{1}{r_1}+\frac{K_{12}}{r'_1}) \tag{1-34}$$

$$U_2=\frac{I\rho_2}{2\pi r_2}(1-K_{12}) \tag{1-35}$$

显然，根据式(1-34)研究有源介质 ρ_1 一侧观测点 M_1 的电位可知，当 $\rho_2>\rho_1$ 时，K_{12}为正值，U_1 呈增加趋势；当 $\rho_2<\rho_1$ 时，K_{12}为负值，U_1 呈减小趋势。根据式(1-35)研究无源介质 ρ_2 一侧观测点 M_2 的电位变化，则可得到与前者相反的结果。这说明反射系数 K_{12}具有直观的物理意义，对观测点 M_1 而言，若分界面一侧为高阻介质时($\rho_2>\rho_1$)，相当于 ρ_2 介质排斥电流线，使有源介质一侧电流密度增加，故 U_1 增加；而当 $\rho_2<\rho_1$ 时，相当于低阻介质吸引电流线，从而引起 U_1 的减小。这种用镜像法解释高阻介质排斥电流线，低阻介质吸引电流线的物理实质，对电法勘探原理的理解十分重要。

四、地下电流密度随深度的变化规律

研究地下电流密度随深度的变化规律，对电阻率法勘探具有重要意义。这是因为电阻率法所能勘探的深度主要取决于该深度处电流密度的大小。集中在地表附近的电流越多，流入地下深处的电流就越少。当埋藏在这种深度下岩石的电阻率存在差异时，它对地表附近电流密度的(吸引或排斥的)影响就很小，因而也就无法勘探这种深度下岩石介质的电阻率异常。现根据图 1-9 所示，来分析 AB 中垂线上电流密度的分布规律。

设 AB 连线的中点 O 和地下埋深为 h 的 M 点的电流密度分别为

$$j_O^{AB}=j_O^A+j_O^B=2j_O^A$$

j_O^{AB} 的方向平行地面。

$$j_h^{AB}=j_h^A+j_h^B$$

式中　j_O^A、j_O^B 和 j_h^A、j_h^B——点电源 $A(+I)$和 $B(-I)$在地表 O 点和地下深度 h 处的电流密度。

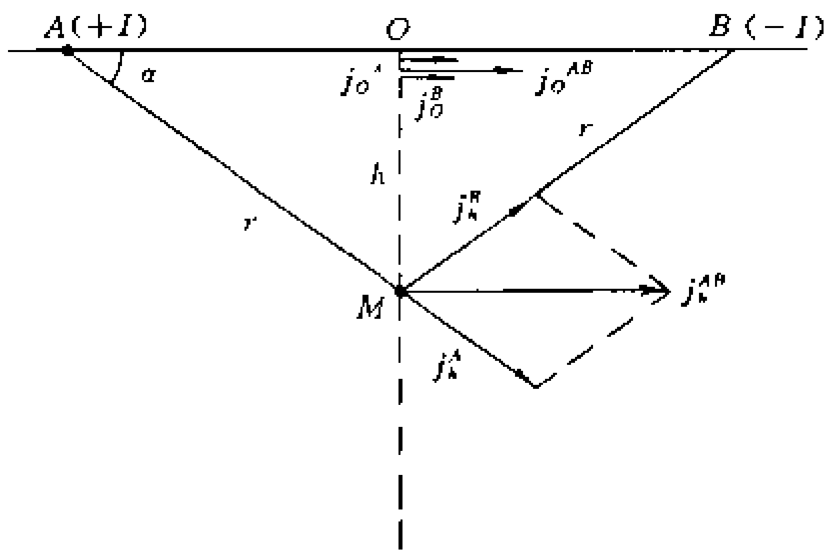


图 1-9　两个异性点电源中垂线上电流密度矢量图

根据式(1-25)，点电源在 M 点的电流密度为

$$j_h^A=j_h^B=\frac{I}{2\pi(r^2+h^2)}$$

由于电流密度为矢量，所以利用平行四边形法则可求出 j_h^{AB}。即

$$j_h^{AB}=j_h^A\cos\alpha+j_h^B\cos\alpha=2j_h^A\cos\alpha \tag{1-36}$$

j_h^{AB} 的方向平行地面。

式(1-36)也可写成

$$j_h^{AB}=j_O^{AB}\,\frac{(AB/2)^3}{r_3}=\frac{I(AB/2)}{\pi[h^2+(AB/2)^2]^{3/2}} \tag{1-37}$$

式(1-37)表明，AB 中垂线上任意一点的电流密度大小与供电电流强度 I、深度 h 和供电电极距 $AB/2$ 均有关。

地面上，AB 连线的中点 O 处的电流密度为

$$j_O^{AB}=\frac{I}{\pi(AB/2)^2} \tag{1-38}$$

比较式(1-37)和式(1-38)，则

$$\frac{j_h^{AB}}{j_O^{AB}}=\frac{1}{[1+(\frac{h}{AB/2})^2]^{3/2}} \tag{1-39}$$

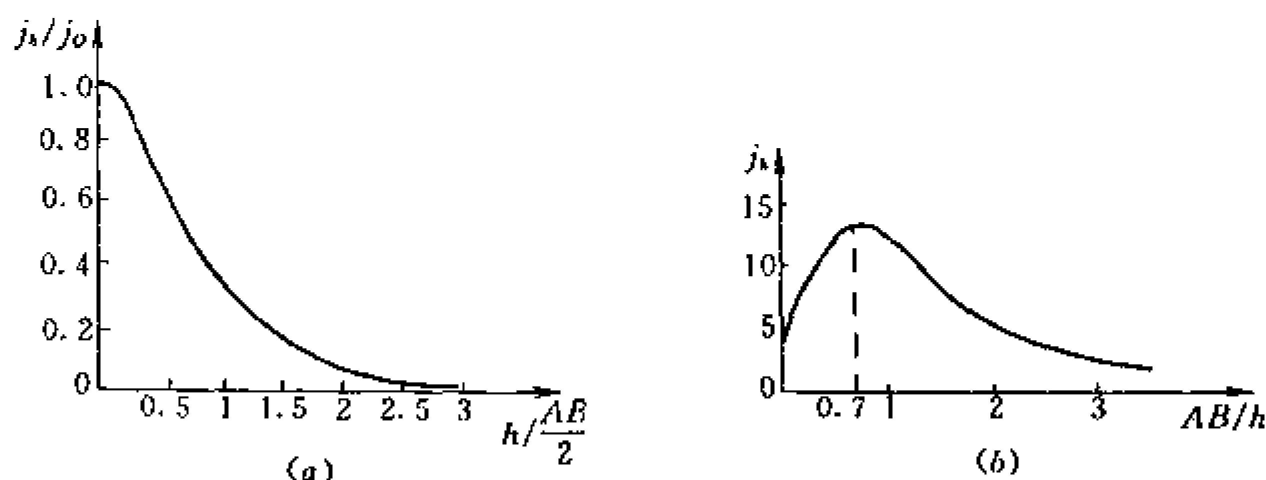


图 1-10　电流密度（AB 连线的中垂线上）分布曲线

a—电流密度随深度变化的分布；b—电流密度随电极距 $AB/2$ 的分布

分析式(1-39)，得到 j_h/j_0 与 $h/\frac{AB}{2}$ 的关系曲线（图 1-10a）。从该曲线可知，电流密度主要分布在 AB 连线的地表附近，随着深度 h 的增加电流密度迅速减小。当埋深 h 大于 3 倍 $AB/2$ 以上时，$j_h \to 0$。显然，若想增加某深度的电流密度，则必须加大供电极距 $AB/2$。但从图 1-10b 所示的 j_h 与 AB/h 的关系曲线可知，当 $AB/2 \to 0$ 或 ∞ 时，j_h^{AB} 均为零。只有采用最佳供电极距，即 $AB=\sqrt{2}h$ 或 $AB/2=0.707h$ 时，该深度处的 j_h 才能达到最大值。在此情况下（通常最佳供电极距定为 $h=AB/2$），如果该深度处存在地电异常（地质）体，该处电流密度的变化即可最大限度地影响地表附近电流密度的变化，从而可以发现地下的地电异常。若在最佳供电极距控制的范围之处，地电异常不能使地表电场发生可以观测到的变化，也就无法发现这些电阻率异常的地质体。在电法勘探中，把宽和高等于 $AB/2$，长为 AB 的长方体叫勘探体积。AB 电源的大部分供电电流集中在这个勘探体积的范围之内，而在其外电流很少。显然，只有在该体积内，且与围岩存在明显电性差异的地质体才会被观测到。因此，为了勘探深部的地质异常体，必须加大供电极距 AB，才能扩大勘探体积的范围。这样，最佳极距 $AB/2=h$，就可理解为勘探深度。但必须指出，勘探深度 $h=AB/2$ 是在均匀无限导电半空间条件下导出的。当大地是非均匀介质，问题将变得复杂，尤其是当地电断面上部存在高阻层时，由于高阻层的屏蔽作用，勘探深度可能减小到理想情况下的 1/5 或者更小。

第三节　视电阻率的基本概念

一、均匀各向同性半空间介质电阻率的测定

如图 1-11 所示，通常在地面任意两点 A、B 供电，在另外两点 M 和 N 测定电位差 ΔU_{MN}。根据式(1-26)，在 M 点和 N 点的电位分别为

$$U_M=\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AM}-\frac{1}{BM}\right)$$

$$U_N=\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AN}-\frac{1}{BN}\right)$$

因此，M、N 两点间的电位差为

$$\Delta U_{MN}=U_M-U_N=\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AM}-\frac{1}{BM}-\frac{1}{AN}+\frac{1}{BN}\right) \tag{1-40}$$

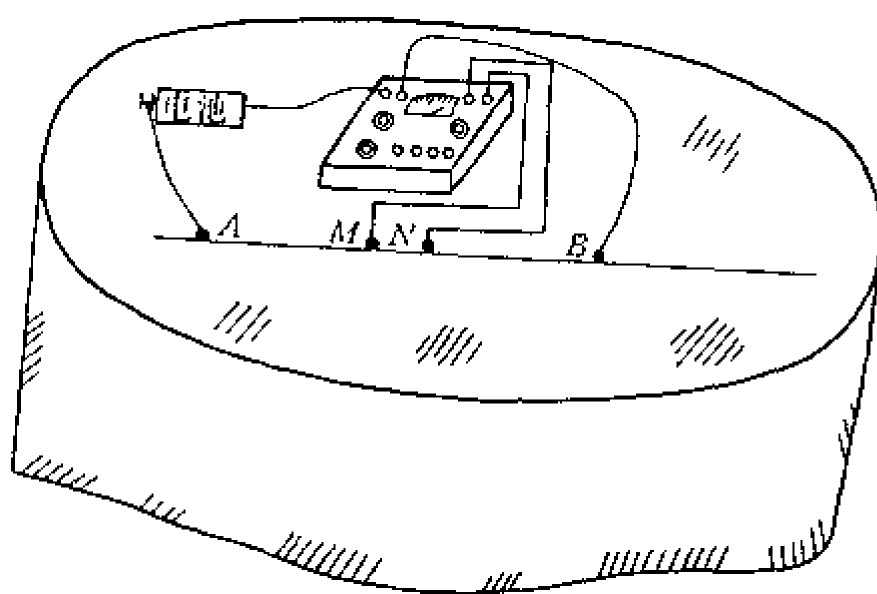


图 1-11 测定均匀介质(岩石露头)电阻率的四极装置

式中 I ——供电电流强度;

ρ ——均匀各向同性半空间介质电阻率。

由式(1-40)可得

$$\rho=\frac{2\pi}{\frac{1}{AM}-\frac{1}{AN}-\frac{1}{BM}+\frac{1}{BN}}\cdot\frac{\Delta U_{MN}}{I} \tag{1-41}$$

即

$$\rho=K\cdot\frac{\Delta U_{MN}}{I}$$

式中

$$K=\frac{2\pi}{\frac{1}{AM}-\frac{1}{BM}-\frac{1}{AN}+\frac{1}{BN}} \tag{1-42}$$

由式(1-42)看出,系数 K 仅与 A、B、M、N 极间的相互距离有关,因此将 K 称为布极常数或装置系数,单位为米。式(1-42)是计算 K 值的通用公式,它适于各种四极布极形式。

在均匀介质情况下,按式(1-41)计算所得的电阻率 ρ 值不随装置系数 K 和电流强度 I 的变化而变化,其观测值始终等于均匀介质的真电阻率值。

二、非均匀介质下视电阻率的概念

如果地下为非均匀介质,在大地表面布极观测,地下电流场的分布则受到不同电阻率介质的影响(图 1-12)。这时测量结果若仍按式(1-41)计算,则所求得的值虽然具电阻率的量纲,但不代表电场有效勘探体积内某一介质的真电阻率值,而是这一体积中各种不同电阻率介质的综合反映。我们将这个实际测量和计算的结果称为视电阻率,以与介质的真电阻率相区别,并用符号 ρ_s 表示。即

$$\rho_s=K\frac{\Delta U_{MN}}{I} \tag{1-43}$$

显然视电阻率与真电阻率是两个不同的概念。在均匀半无限空间情况下,运用式(1-41)和式(1-43),二者是等值的,无需加以区别。但在非均匀半无限空间情况下所测定的结果只能是视电阻率。

由于视电阻率不仅与地质体的电阻率及其分布状态有关,而且还与电极排列形式及位置有关。所以在非均匀介质中进行测量时,随着观测装置的变化,视电阻率有时接近某一种岩石的真电阻率值,有时又可能接近另一种岩石的真电阻率值。因此通过一定方式观测视电阻率在垂直和水平方向上的变化规律,可以推断出地下不均匀地质体的分布情况,从而为解

决水文、工程等地质问题提供资料。

为了便于说明视电阻率 ρ_s 的物理实质和今后分析各种 ρ_s 曲线，所以导出视电阻率 ρ_s 和电流密度 j 之间的关系式具有重要意义。

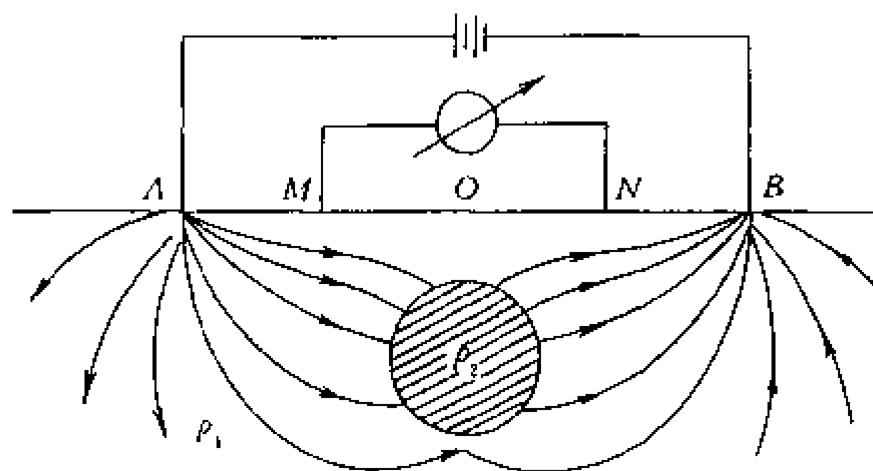


图 1-12　非均匀介质视电阻率测量装置

三、视电阻率和电流密度的关系

根据式(1-12b)，当测量电极 M、N 间的距离相对很小时，M、N 之间的电位差为

$$\Delta U_{MN}=E_{MN}\cdot MN$$

式中　E_{MN}——MN 所在地段的电场强度；

MN——测量电极 M、N 间的距离。

根据式(1-10)，由于 $E_{MN}=j_{MN}\cdot\rho_{MN}$，所以 $\Delta U_{MN}=j_{MN}\cdot\rho_{MN}\cdot MN$。

如果在均匀半无限空间介质 ρ_0 中观测，则有

$$\rho_s=\rho_0=K\frac{\Delta U_{MN}}{I}=K\frac{j_{MN}\cdot\rho_{MN}\cdot MN}{I}=K\frac{MN}{I}\cdot j_0\cdot\rho_0$$

可得

$$\frac{1}{j_0}=\frac{K\cdot MN}{I}$$

式中　j_0——均匀介质时在相同供电电流强度和装置情况下 M、N 之间的电流密度；

j_{MN}——M、N 电极间实际电流密度；

ρ_0——均匀介质的真电阻率；

ρ_{MN}——M、N 电极间介质的真电阻率值。

在地下介质为非均匀情况下，则可得

$$\rho_s=\frac{K\cdot MN}{I}j_{MN}\cdot\rho_{MN}=\frac{j_{MN}}{j_0}\cdot\rho_{MN}\tag{1-44}$$

式(1-44)又称为视电阻率定性分析式。由该式可知，视电阻率 ρ_s 值与 M、N 电极间实际电流密度 j_{MN}和介质电阻率 ρ_{MN}的乘积成正比，而与 j_{MN}和 j_0 的绝对值无关。所以 ρ_s 值不受供电电流强度改变的影响，它仅取决于 j_{MN}和 ρ_{MN}的变化。

四、视电阻率异常

在电阻率法勘探中，根据测量误差理论，测量视电阻率的误差，用均方相对误差来衡量。

计算均方相对误差 M 的公式为

$$M=\pm\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i^2}{2n}}\tag{1-45}$$

其中

$$m_i=[|\rho_s-\rho'_s|/(\frac{\rho_s+\rho'_s}{2})]\times100\%\tag{1-46}$$

式中　m_i——第 i 个测点上检查观测值 ρ'_s 与原始观测值 ρ_s 的相对误差；

n——参与误差计算的系统检查的观测点数。

将野外实测的 ρ_s 值绘成各种曲线图，凡是能在平静的围岩背景上突出地下不均匀地电存在的曲线，通常称为“异常”。异常的大小用相对异常值来表示，即

$$y=\frac{\rho_s-\rho_0}{\rho_0}\times100\%\tag{1-47}$$

式中　y——相对异常，%；

ρ_0——围岩（正常场）电阻率。

相对异常值必须大于 3 倍的测量均方相对误差，方认为是“可靠异常”。

地面电阻率法勘探规程规定，视电阻率测量的均方相对误差不得超过±5%，因此可靠的相对异常应大于±15%。

当 $\rho_{MN}=\rho_0$ 时，变为

$$\rho_s=\frac{j_{MN}}{j_0}\rho_0$$

将上式代入式(1-47)得

$$y=(\frac{j_{MN}}{j_0}-1)\times 100\% \tag{1-48}$$

由此可知，相对异常值取决于 j_{MN}/j_0 值，而地表电流密度的相对变化值 j_{MN}/j_0 起源于地下不均匀地电体对人工电场电流密度的影响。因而相对异常的大小取决于地电体的电阻率差异、地电体的规模和形状、地电体的埋深，以及人工场的类型、装置和极距大小。此外，干扰水平也对其有一定影响。

第二章　垂向电测深法

垂向电测深法的全称为电阻率垂向测深法，简称电测深。它是以地下岩石（层）的电阻率差异为物理基础，用来探明水平（或近似水平）层状岩石在地下分布情况的一种电阻率分支方法。电测深法有不同的装置类型，如对称四极电测深、三极电测深、偶极电测深等（图 2-1）。本章主要讨论在水文地质、工程地质上应用最广泛的对称四极电测深法。

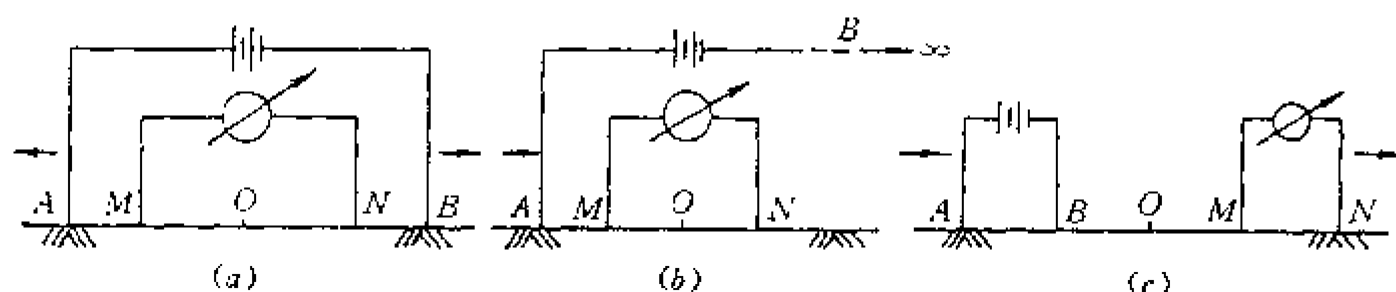


图 2-1　常用电测深装置

a—对称四极电测深装置；b—三级电测深装置；c—偶极电测深装置

第一节　对称四极电测深法的基本原理

一、方法的实质及应用条件

如图 2-1a 所示，A、B 为供电电极，M、N 为测量电极，四个电极在地面上按 A、M、N、B 顺序沿测线排列，且保持与测点 O 成对称分布，即 $AB/2=AO=OB$，$MN/2=MO=OB$。此时，对称四极装置系数由式（1-42）简化为

$$K=\pi\frac{AM\cdot AN}{MN}$$

野外实际观测时，在地面测点 O 上，按事先设计好的 $AB/2$ 和 $MN/2$ 电极距变化系列，从小到大依次改变供电，测量电极距（$AB/2$、$MN/2$），使用电法勘探仪器观测各极距的 AB 供电电流 I 和 MN 测量电位差 ΔU_{MN}，按式（1-43）计算各极距所对应的 ρ_s 值，并将该测点 O 的观测数据绘在横坐标为 $AB/2$、纵坐标为 ρ_s 的双对数坐标纸上（图 2-2a）。这种 ρ_s 和 $AB/2$ 的关系曲线称为电测深曲线。

电测深法的实质可以通过分析图 2-2b 所示的地电断面的电测深曲线来说明。假设地下由两层水平地电断面构成，第一层为表层砂土，其厚度为 h_1，电阻率为 ρ_1，第二层为砂砾层，其厚度为无穷大，电阻率为 ρ_2，且 $\rho_2>\rho_1$。

根据第一章的分析得知，勘探深度与供电电极距 $AB/2$ 有关，不同 $AB/2$ 所观测的 ρ_s 值主要取决于相应的勘探深度（体积）范围内岩石电阻率的综合影响。

当 $AB/2\ll h_1$ 时，电流主要分布在 ρ_1 层中，ρ_2 岩层对电流的分布影响可以忽略。这时相当于地下只存在均匀半无限空间介质 ρ_1，即

$$j_{MN}=j_0$$

由于

$$\rho_{MN}=\rho_1$$

于是根据式(1-44)有

$$\rho_s=\frac{j_{MN}}{j_0}\rho_{MN}=\rho_1$$

测得的 ρ_s 值与第一层岩石电阻率 ρ_1 相同，所以电测深曲线首支趋近于 $\rho_s \doteq \rho_1$ 的渐近线(图 2-2*a* 中 *ab* 段)。

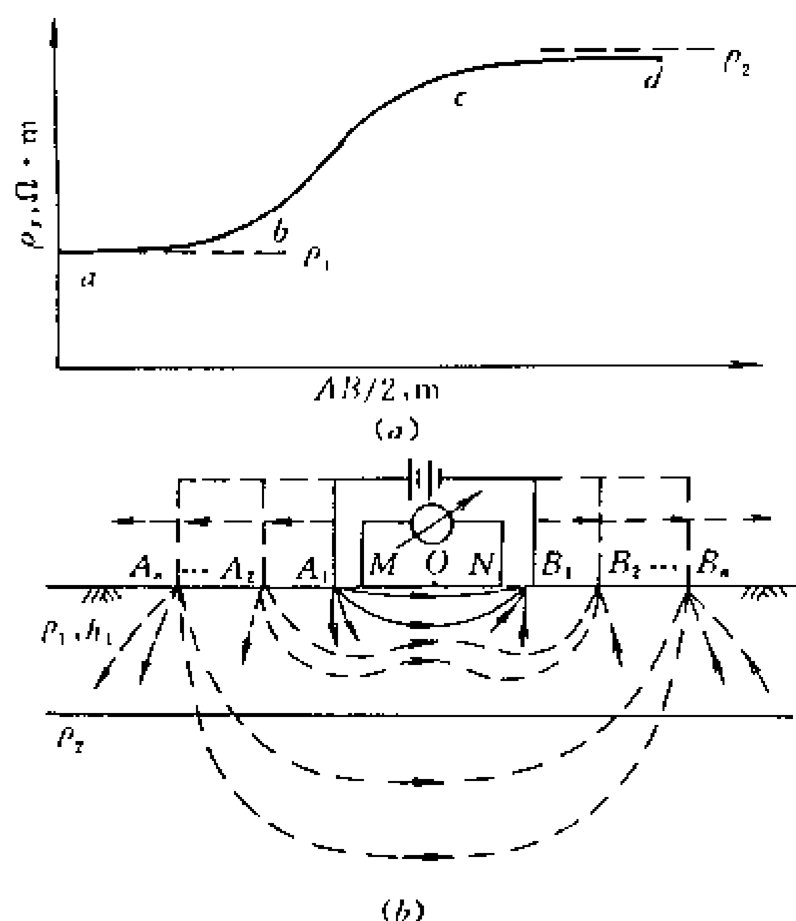


图 2-2 电测深原理

a—$\rho_2>\rho_1$ 的两层电测深曲线；

b—两层地电断面电流随 *AB*/2 变化时的分布

随着 *AB*/2 逐渐增大，电流线的分布向深部延伸，勘探深度加大，ρ_2 岩石对电流场分布的影响越来越明显。由于 $\rho_2>\rho_1$，故 ρ_2 对电流线产生“排斥”使 $j_{MN}>j_0$，故 $\rho_s>\rho_1$。所以随 *AB*/2 的增大，ρ_s 曲线逐渐上升(图 2-2*a* 中 *bc* 段)。

若 *AB*/2 继续增大，只要 ρ_2 岩层电阻率值有限，电流便逐渐进入 ρ_2 层。当 $AB/2 \gg h_1$(一般认为 $AB/2 \geqslant 10h_1$)时，实际上电流的绝大部分已进入 ρ_2 岩层。这时电场的分布主要取决于 ρ_2，而 ρ_1 的影响已减小到可以忽略的程度。其结果相当于地下半空间只存在 ρ_2 一种岩层，故曲线尾支出现趋近于 $\rho_s=\rho_2$ 值的渐近线(图 2-2*a* 中 *cd* 段)。

根据以上分析可以看出，电测深法的实质是在地表某测点，通过逐次改变供电电极距，加大勘探深度，由浅入深地研究地表以下岩层在垂向上电性的变化和分布规律，并依此推断解释地下岩层的岩性、埋深及其层厚。

理论上电测深法适用于解决具有一定层厚、产状近于水平、电性差异明显的层状介质地电断面的地质和构造问题。然而，几十年来电测深法的应用已经扩展，尤其在水文地质、工程地质以及矿井防治水害等方面，对勘查非水平层状介质和局部不均匀地电体，如断层、岩溶、老窑采空区等方面都获得了较广泛的应用，并取得一定的地质效果。

电测深法在水文地质和工程地质调查中，可以研究以下地质问题：

(1)查明基岩起伏情况、覆盖层厚度、基岩风化壳发育深度等。

(2)寻找第四系松散含水砂砾层，确定其顶、底板埋深，在高矿化度地下水地区圈定咸、淡水分布范围。

(3)定性圈定具有明显电阻率差异的断层破碎带、陡立岩性接触界面，并大致了解其产状(走向、倾向)和范围。

(4)勘查具有一定规模和埋深且电性差异明显的地下局部不均匀体，如古河床、充水溶洞及煤矿(积水或不积水)老窑采空区或地下空洞等。

(5)在水文地质、工程地质调查中，查明区域构造形态，如断层、凹陷、隆起、褶皱等。

二、水平层状地电断面上的电测深曲线类型

在第一章已经讨论了点电源在均匀各向同性半无限空间介质中的电场分布规律，并引入了视电阻率的概念。然而电测深法主要是研究近于水平层状介质分布的地电断面，所以研

究该条件下的电场分布和视电阻率表达式是电测深法的基础。下面简单讨论地面上的点电源在二层地电断面情况下视电阻率表达式。

（一）二层水平层状地电断面上的视电阻率表达式

图 2-3 是一个二层地电断面，ρ_1、h_1 分别为第一层的电阻率和厚度，ρ_2 为第二层的电阻率，设第二层的厚度 $h_2 \to \infty$。

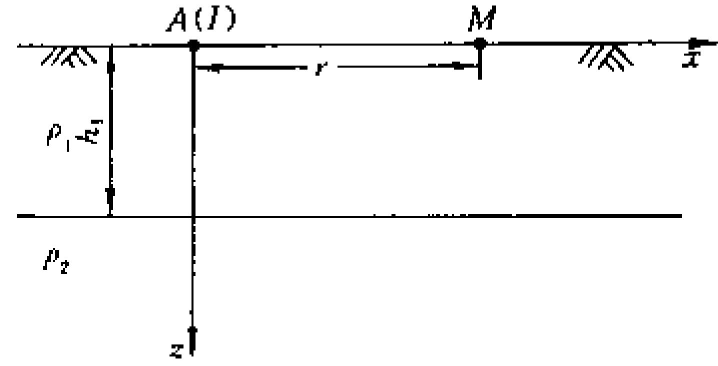


图 2-3　两层水平地电断面

根据第一章中电场分布的边界条件，求解电位 U 所满足的拉氏方程 $\triangle^2 U=0$。因电位分布对称 z 轴，故取柱坐标系统。由于电位与方位角 θ 无关，故拉氏方程可简化为

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=0$$

求解上述微分方程，或者利用镜像法原理便可得出二层地电断面地表上任意一点 M 的电位公式

$$U_M=\frac{I\rho_1}{2\pi}\left[\frac{1}{r}+2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{K_{12}^{n}}{\sqrt{r^2+(2nh_1)^2}}\right] \tag{2-1}$$

在电测深方法中，通常选择 $AB \gg MN$ 的测量装置，这时可近似地认为 $MN \to 0$ 的条件得到满足，因此根据稳定电流场基本性质中的式(1-10)、式(1-12*b*)和式(2-1)，可求得 M 点的电场强度

$$E_M=-\frac{\partial U_M}{\partial r}$$

$$E_M=\frac{I\rho_1}{2\pi}\left\{\frac{1}{r^2}+2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{K_{12}\cdot r}{[r^2+(2nh_1)^2]^{3/2}}\right\}$$

对于图 2-1*b* 所示的三极测深装置，则

$$\rho_s^A=K\,\frac{\Delta U_{MN}}{I},\qquad K=\frac{2\pi\cdot AM\cdot AN}{MN}$$

当 $MN \to 0$ 时，有

$$AM\approx AN\approx r,\qquad \frac{\Delta U_{MN}}{MN}\approx E_M^A$$

故

$$\rho_s^A=2\pi r^2\,\frac{E_M^A}{I}=\rho_1\left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{K_{12}^n\cdot r^3}{[r^2+(2nh_1)^2]^{3/2}}\right\}$$

对于图 2-1*a* 所示的对称四极装置，则

$$\rho_s^{AB}=\pi r^2\,\frac{E_M^A}{I}=\pi r^2\,\frac{E_M^A+E_M^B}{I}=2\pi r^2\,\frac{E_M^A}{I}\qquad（因地层水平，故 E_M^A=E_M^B）$$

所以在水平地层时，三极测深和对称四极测深的 ρ_s 表达式相同，即

$$\rho_s=\rho_1\left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{K_{12}^n\cdot r^3}{[r^2+(2nh_1)^2]^{3/2}}\right\} \tag{2-2}$$

（二）水平层状地电断面的电测深曲线

电测深研究的地电断面包括二层、三层和多层水平地层。由于二层和三层水平断面是最简单、最常见的地电断面，而且其曲线又是研究分析多层水平地层上电测深曲线的基础，所

以首先着重讨论二层和三层地电断面的电测深曲线。

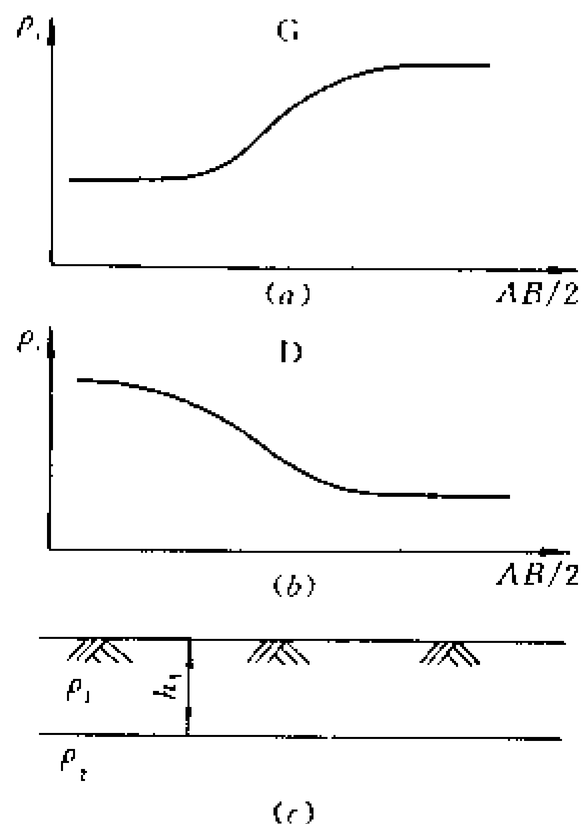


图 2-4 二层地电断面的电测深曲线
a—$\mu_2>1$ 时的 G 型曲线；
b—$\mu_2<1$ 时的 D 型曲线；
c—水平二层地电断面

1. 水平二层地电断面上视电阻率曲线

1)二层电测深曲线类型 如图 2-4 所示，覆盖层电阻率为 ρ_1，厚度为 h_1；基岩电阻率为 ρ_2，厚度为无限大。按照两层岩石电阻率比值 $\mu_2=\rho_2/\rho_1$ 的不同，将其电测深曲线分为两种类型，即：$\mu_2>1(\rho_2>\rho_1)$时的电测深曲线，称为 G 型曲线(图 2-4a)；$\mu_2<1(\rho_2<\rho_1)$时的电测深曲线，称为 D 型曲线(图 2-4b)。

2)二层理论曲线量板 对电测深曲线进行反演定量解释，通常采用的方法之一是将有已知层参数的理论曲线与实测曲线进行对比，从中求得实际曲线反映的层参数——厚度和电阻率值。对于水平二层地电断面，若给定不同的层参数(h_1,ρ_1,ρ_2)，利用式(2-2)可以计算出无穷多个二层理论曲线。为了减少曲线的数目，同时又能方便使用，满足定量解释的需要，在计算理论曲线时，采用以第一层的厚度 h_1 和电阻率 ρ_1 为单位，在给定地电断面层参数 h_1、ρ_2/ρ_1 后，将式(2-2)改写为

$$\rho_s/\rho_1=f(\mu_2,AB/2h_1) \qquad (2\text{-}3)$$

其中 $\mu_2=\rho_2/\rho_1$

然后以不同的 μ_2 值为参变量，按式(2-3)计算二层理论曲线，并将计算数据绘制在以 $AB/2h_1$ 为横坐标，以 ρ_s/ρ_1 为纵坐标的双对数坐标纸上，便形成一张可用于定量解释的二层理论量板(图 2-5)。在该量板上，用 h_1 和 ρ_1 线组成相互垂直的十字线标明理论曲线的原点(十字点)。从电测深的方法原理可知，电阻率法勘探是一种体积勘探，加大供电电极距，可以扩大勘探体积，增加勘探深度。但由于体积效应，在大供电极距情况下，埋藏较深、规模较小的地电异常体不可能在地表引起 ρ_s 异常。因此，电测深曲线采用双对数坐标压缩纵、横向比例尺，只要 $AB/2$ 供电电极距在对数坐标横轴上保证一定数量的“采样”点〔例如在对数坐标的每个(6.25cm)模数之内，内插 8 个采样点，即 $AB/2=$ 1m，1.33m，1.78m，2.37m，3.16m，4.22m，5.62m，7.5m，10m，…，100m，…，1000m，…〕，就不会降低 ρ_s 曲线反映地电异常的分辨能力。

需要指出，在双对数坐标系中，式(2-3)可改写为

$$\lg(\rho_s/\rho_1)=f[\lg(AB/2h_1)]$$

或

$$\lg\rho_s-\lg\rho_1=f(\lg AB/2-\lg h_1) \qquad (2\text{-}4)$$

显然，式(2-4)中 $\lg\rho_1$ 和 $\lg h_1$ 是常数，理论曲线在双对数坐标系中的形状只取决于 $\mu_2=\rho_2/\rho_1$ 值的大小，只要比值 $\mu_2=\rho_2/\rho_1$ 相同，则曲线的形状一致。如图 2-6 所示，如果野外实测曲线在量板上与一条理论曲线形状一致而重合，但坐标原点却与理论量板的“十字点”发生相对位移，则说明“十字点”在实测曲线坐标系中相对位移后的纵、横坐标值即是定量解释所求的实测电测深曲线的未知层参数 ρ_1、h_1 值。

3)二层曲线的基本特点 D 型和 G 型二层曲线的基本特点是：当 $AB/2\ll h_1$ 时，有 $\rho_s=\rho_1$ 的水平首支渐近线；随着供电电极距 $AB/2$ 的增大，G 型曲线($\rho_2>\rho_1$)的 ρ_s 值呈上升趋

势，而D型曲线（$\rho_2<\rho_1$）的 ρ_s 值呈下降趋势；当 $AB/2\gg h_1$ 时，曲线尾部可出现 $\rho_s\to\rho_2$ 的水平渐近线。但有两种极限情况：一种是当 $\rho_2\to\infty$ 时，G型曲线的尾支渐近线是一条与横轴呈45°夹角上升的直线（图2-7a）；另一种情况是当 $\rho_2\to 0$ 时，D型曲线的尾支渐近线与横轴呈63°夹角下降（图2-5中 $\mu_2=\infty$ 或0的两条特殊类型曲线）。现仅讨论在G型曲线中，当第二层的电阻率 $\rho_2\to\infty$ 的极限情况：因 $\rho_2\to\infty$，故电流不能进入第二层高阻绝缘介质，只能全部集中分布在 ρ_1 层中，当 AB 足够大时，如 $AB/2=r\gg h_1$，电流线平行地表均匀分布（图2-7b），MN 附近地表以下的电场可近似为均匀场。此时可以认为，场源的全部电流 I 必然穿过以 $r=AB/2$ 为半径，h_1 为高的圆柱表面。因圆柱的侧面积为 $2\pi rh_1$，又因 A 电极和 B 电极同时供电在 MN 测点处产生的电流密度相等，所以根据场的叠加原理，MN 处的电流密度为

$$j_{MN}^{AB}=j_{MN}^{A}+j_{MN}^{B}=2j_{MN}^{A}=2\cdot\frac{I}{2\pi rh_1}=\frac{I}{\pi rh_1} \tag{2-5}$$

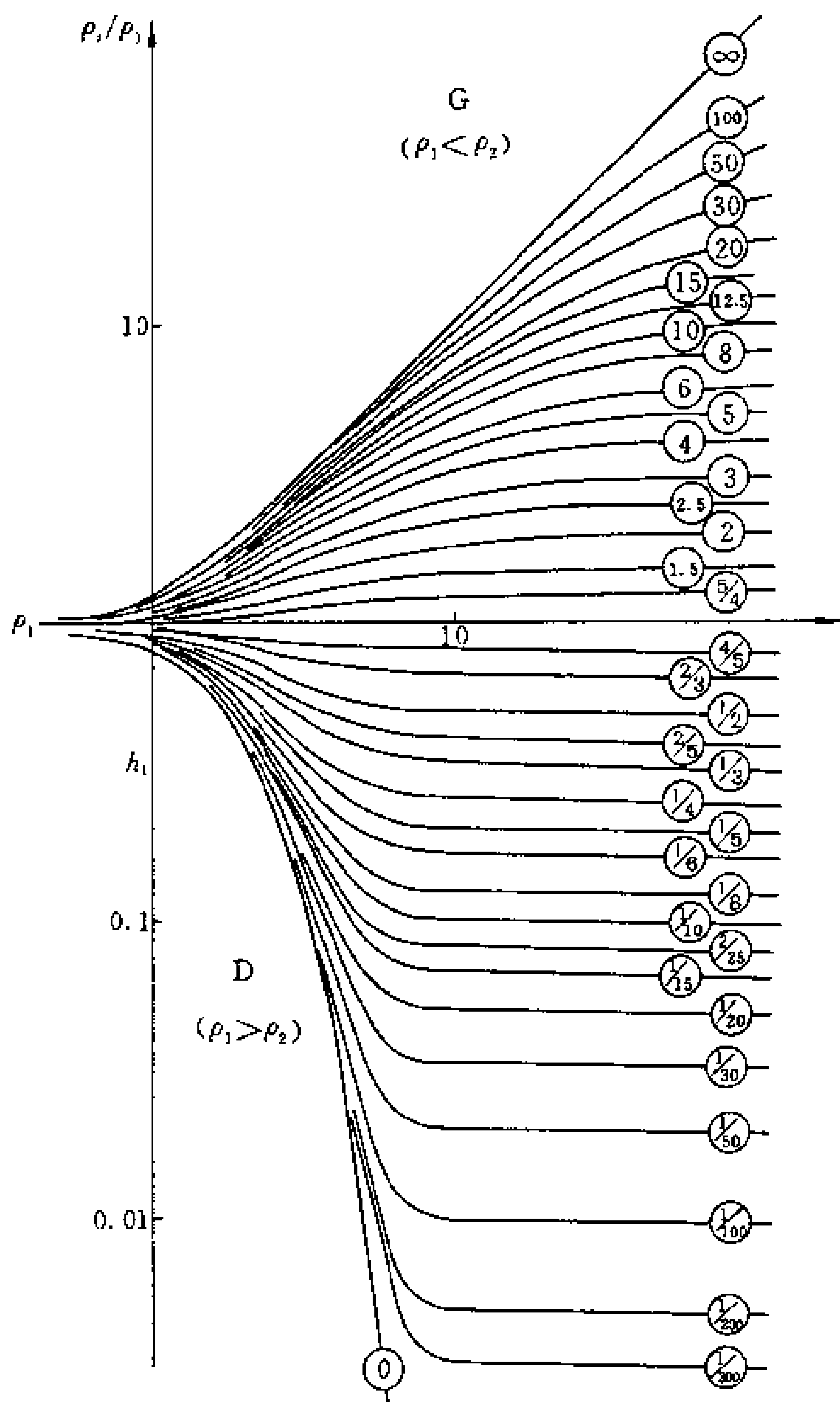


图2-5 对称四极电测深二层理论曲线量板

圆圈内的数值为 $\mu_2=\rho_2/\rho_1$

均匀半无限空间情况下，两个异性点电源场的电流密度为

$$j_0^{AB}=2j_0^{A}=2\cdot\frac{I}{2\pi r^2}=\frac{I}{\pi r^2} \tag{2-6}$$

将式(2-5)、式(2-6)代入式(1-44)中便得

$$\rho_s=\frac{j_{MN}^{AB}}{j_0^{AB}}\cdot\rho_{MN}=\frac{\dfrac{I}{\pi rh_1}}{\dfrac{I}{\pi r^2}}\cdot\rho_1=\frac{r}{h_1/\rho_1}$$

其中，$\rho_{MN}=\rho_1$，$AB/2=r$，于是有

$$\rho_s=\frac{AB/2}{h_1/\rho_1}=\frac{AB/2}{s_1} \tag{2-7}$$

式中　s_1——第一层的纵向电导，$s_1=h_1/\rho_1$，$1/\Omega$。

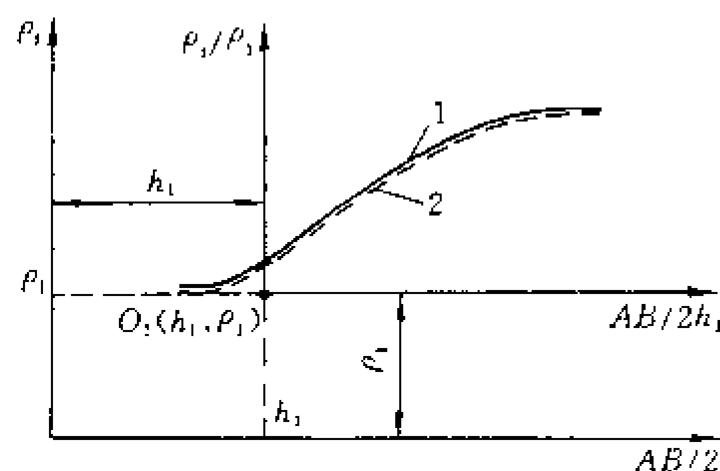


图 2-6 理论与实测曲线坐标系的关系
1—理论曲线；2-实测曲线

将上式的 ρ_s 曲线绘在双对数坐标纸上，相当于对式(2-7)两端取对数

$$\lg\rho_s=\lg(\frac{AB}{2})-\lg s_1 \qquad (2\text{-}8)$$

显然，式(2-8)是 $\rho_2\to\infty$ 的 ρ_s 曲线尾支方程，可见 ρ_s 曲线的尾支渐近线是斜率等于 1(与横轴呈 45°交角)的直线。式(2-8)还表明，在双对数坐标中，当 $\rho_s=1$ 时，有 $\lg(AB/2)=\lg s_1$，即纵向电导 s_1 是斜率等于 1 的直线(ρ_s 曲线尾支渐近线)与横轴的截距。

纵向电导这一物理量在电测深曲线中有重要意义。对于基底岩层电阻率 $\rho_n\to\infty$，尾支渐近线呈 45°上升的二层或多层曲线，若盖层的纵向电阻率 ρ_l 比较稳定、一般都可用纵向电导解释法作简单的定量解释。例如，在 $\rho_2\to\infty$的二层曲线中，第一层的电阻率 ρ_1 可由实测电测深曲线的左支渐近线读出，s_1 纵向电导由尾支渐近线在横轴上的截距求出，第一层的厚度即可由 $h_1=s_1\rho_1$ 求出。根据这个原理用图解法也可求出 h_1，这是因为当 $\rho_2\to\infty$时，ρ_s 曲线的尾支 45°渐近线与 $\rho_s=\rho_1$ 的左支水平渐近线交点的横坐标即为所求的 h_1(图 2-7a)。

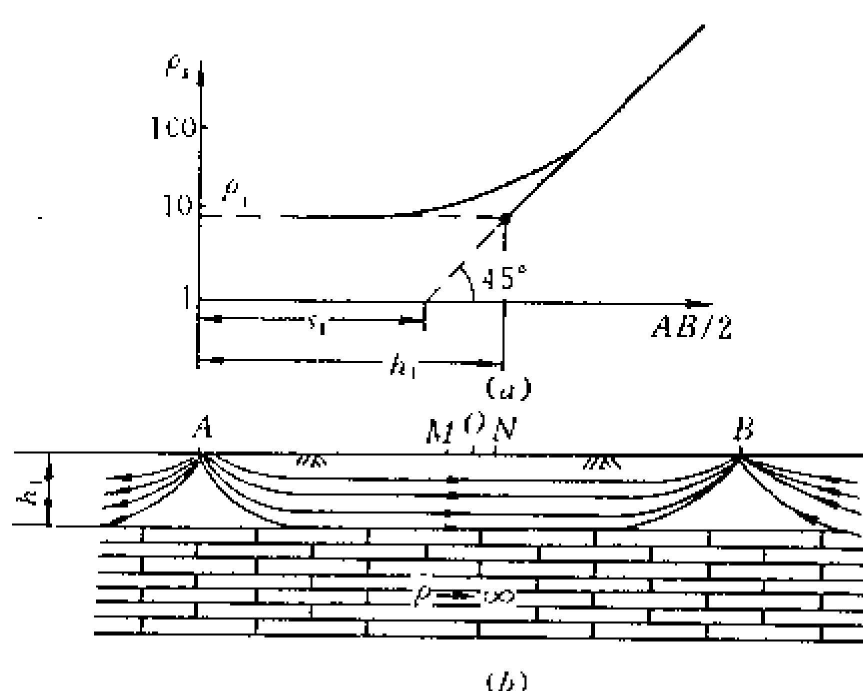


图 2-7 $\rho_2\to\infty$时的电测深曲线特点
a—尾枝呈 45°的电测深曲线；b—地下电流分布图

2. 三层水平地电断面上视电阻率曲线

1)三层电测深曲线类型 三层地电断面有 5 个地电参数，即 ρ_1、ρ_2、ρ_3、h_1、h_2。三层电测深曲线的基本形态由 ρ_1、ρ_2 和 ρ_3 三者之间的相对大小来决定，由此可划分出表 2-1 列出的四种类型。图 2-8 为对应的四种电测深曲线形态。

表 2-1 四种曲线类型

各层电阻率的相对关系			曲线类型
ρ_1	$>\rho_2$	$>\rho_3$	Q 型
		$<\rho_3$	H 型
	$<\rho_2$	$>\rho_3$	K 型
		$<\rho_3$	A 型

2)三层量板 三层水平地电断面视电阻率理论曲线表达式可写成如下形式：

$$\lg \frac{\rho_s}{\rho_1}=\lg f(\mu_2,\mu_3,\nu_2,\frac{AB}{2h_1})$$

$$=F(\mu_2,\mu_3,\nu_2,\lg \frac{AB}{2h_1}) \qquad (2\text{-}9)$$

式中，$\mu_2=\rho_2/\rho_1$；$\mu_3=\rho_3/\rho_2$；，$\nu_2=h_2/h_1$。

我国常用的电测深理论量板由160张量板共1960条理论曲线组成。每张量板都标明了曲线类型、ν_2参变量值、μ_2、μ_3值。如图2-9为LB-109和LB-29两张K型和H型量板，其中LB-109量板的参数为K-30-1/15。字母K代表曲线类型，数字30代表参数$\mu_2=\rho_2/\rho_1$的值，数字1/15代表参数$\mu_3=\rho_3/\rho_2$的值。曲线中圆圈内标明的数字代表$\nu_2=h_2/h_1$的值。

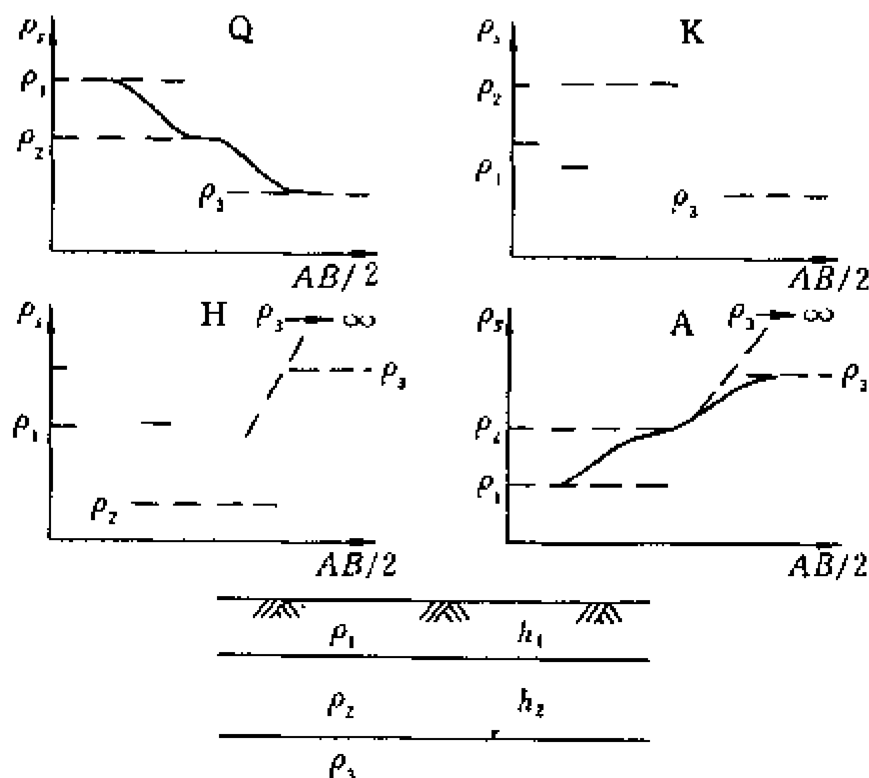


图2-8　三层地电断面电测深曲线类型

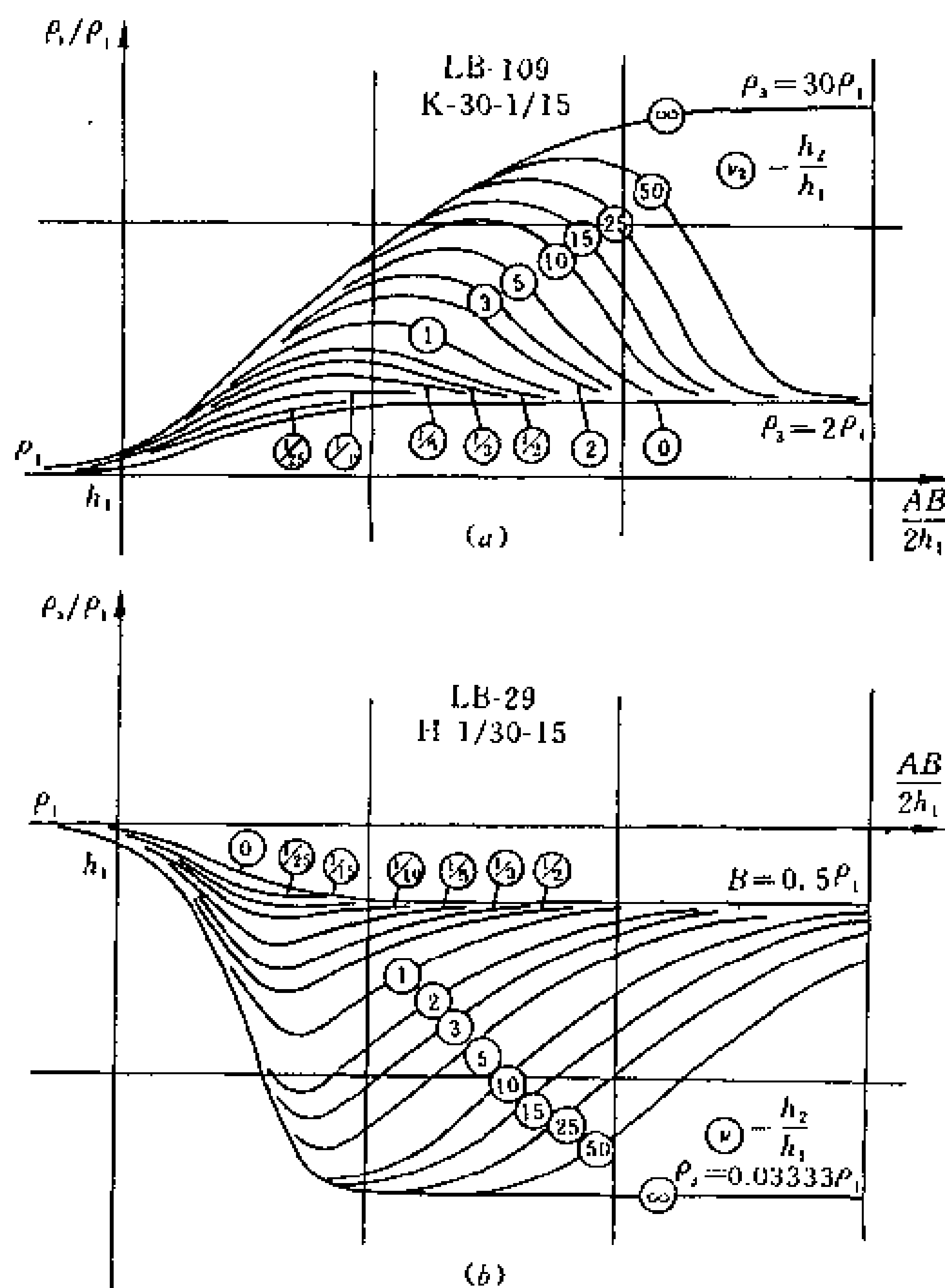


图2-9　对称电测深三层量板

a—K型量板；b—H型量板

实际曲线表达式为

$$\lg\rho_s=\lg f(\mu_2,\mu_3,\nu_2,\frac{AB}{2})$$

$$=F(\mu_2,\mu_3,\nu_2,\lg \frac{AB}{2}) \qquad (2\text{-}10)$$

比较式(2-9)和式(2-10)可以看出，理论曲线相对于实测曲线的纵、横坐标平移了$\lg\rho_1$和$\lg h_1$，参数μ_2、μ_3和ν_2值相同的三层理论曲线与实际曲线的形状完全相同。通过平移坐标轴，使二者重合时，量板原点在实测曲线坐标系中对应的横、纵坐标分别等于第一层的厚度h_1和电阻率ρ_1。由此得出，三层电测深曲线的形状决定于μ_2、μ_3和ν_2，曲线在坐标系中的位置决定于第一层特征点的坐标$O_1(h_1,\rho_1)$。

3）三层电测深曲线性质　包括以下三种情况：

(1)三层曲线的首支。与分析二层曲线首支一样，三层曲线首支的渐近线是$\rho_s=\rho_1$的水平直线。同

理可以证明，对任意 n 层地电断面的电测深曲线，均有此性质。

(2)三层曲线的中段。随着供电电极距 $AB/2$ 的增大，第二和第三岩层对电流的吸引或排斥作用逐渐增强，对不同的 μ_2 和 μ_3、三层曲线中段的变化特点如下：

当 $AB/2 \geqslant h_1$ 时，ρ_2 岩石开始对电场产生明显影响，如果 $\mu_2(=\rho_2/\rho_1)<1$，则随 $AB/2$ 增大，ρ_s 值减小，曲线下降；如 H 型、Q 型曲线中段的前半部分；如果 $\mu_2>1$，随 $AB/2$ 增大，ρ_s 值增高，曲线则上升，如 K 型、A 型曲线中段的前半部分。

当 $AB/2$ 增大到与 h_1+h_2 相近时，ρ_3 岩石开始对电场产生明显影响，如果 $\mu_3<1$，随 $AB/2$ 增大，ρ_s 值减小，曲线则继续下降(Q 型曲线)或由先前的上升转为下降(K 型曲线)；如果 $\mu_3>1$，随 $AB/2$ 增大，ρ_s 值增高，A 型曲线则继续上升，H 型曲线则由先前的下降转为上升。

(3)三层曲线的尾支。当 ρ_3 为有限值时，从分析物理场和数学论证均可以证明，三层及任意 n 层曲线的尾支渐近线是 $\rho_s=\rho_3$ 或 $\rho_s=\rho_n$ 的直线。

对于 $\rho_3 \to \infty$ 情况，其对应的三层曲线有 H 型和 A 型。类似于二层曲线情况，尾支渐近线方程为

$$\rho_s=\frac{\frac{AB}{2}}{s_1+s_2} \tag{2-11}$$

式中，$s_1=h_1/\rho_1$，$s_2=h_2/\rho_2$，它们分别为第一层和第二层的纵向电导。

对式(2-11)两边取对数，则得

$$\begin{aligned}\lg\rho_s &= \lg\frac{AB}{2}-\lg(s_1+s_2)\\ &= \lg\frac{AB}{2}-\lg s_{12}\end{aligned} \tag{2-12}$$

式中，$s_{12}=s_1+s_2$ 称为第一层和第二层的纵向电导之和，其值的大小可以根据尾支渐近线与 $\rho_s=1\Omega\cdot\text{m}$ 的横轴交点的横坐标确定。由式(2-12)可知，当 $\rho_3\to\infty$ 时，尾支渐近线为一与横轴成 45°夹角上升的直线。

(4)三层电测深曲线的等值现象。理论上，一个已知层参数的地电断面所对应的电测深曲线是唯一的。但在实际工作中，由于某些不同层参数的电测深曲线之间的差别小于观测误差，而使人们在反演解释中无法识别，形成所谓一条实测电测深曲线对应一组不同层参数地电断面的等值现象。

等值现象多发生在中间层厚度较薄的三层地电断面中，曲线形状与中间层纵向电导 $s_2=h_2/\rho_2$(对于 H 型、A 型)或横向电阻 $T_2=h_2\rho_2$(对于 K 型、Q 型)有关。H 型、A 型等值现象称 s_2 等值现象(图 2-10a)；K 型、Q 型等值现象称 T_2 等值现象(图 2-10b)。

对 H 型、A 型断面，当 h_2 较小时，电流多集中在 ρ_2 低阻层中平行层面流动，电流在中间低阻层的分布状态决定于该层的纵向电导 s_2，据 $s_2=h_2/\rho_2$，只要 h_2 与 ρ_2 在一定范围内以相同的倍数增加或减小，而 ρ_1、h_1 和 ρ_3 保持不变，中间层内电流密度的分布无显著变化，因而不会影响 MN 处电流密度 j_{MN} 发生变化，这样得到的 ρ_s 值也就近似相等。

同理，对 K 型、Q 型断面，当 h_2 较小时，因中间层 ρ_2 为高阻层，电流线多分布在第一、第二低阻层中，在中间层电流近于垂直层面方向流动，影响中间层电流分布的是横向电阻 $T_2=h_2\rho_2$。中间层层参数发生变化时，只要保持 T_2 不发生变化，则地表 MN 处的 j_{MN} 就不变

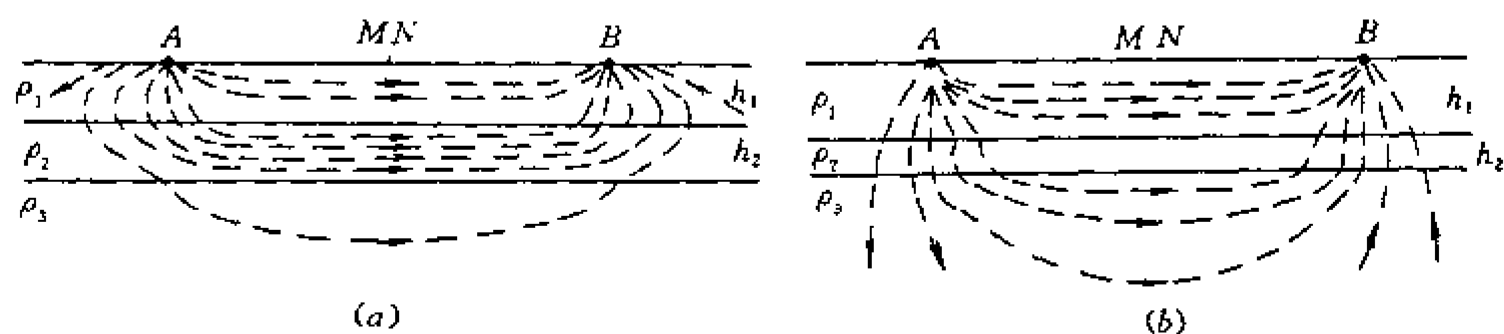


图 2-10　三层断面等值现象

a—s 等值现象($\rho_1>\rho_2<\rho_3$);b—T 等值现象($\rho_1<\rho_2>\rho_3$)

化,其 ρ_s 值也就不受太大影响。

必须指出,这里讨论的等值现象是近似的,其近似程度表现在观测精度上,如果目前5%的观测精度得到提高,则等值范围也将相对减小。为了避免等值现象给解释工作带来的多解性,电测深曲线定量解释时,必须设法求取较准确的中间层电阻率 ρ_2 的参数值。

3. 多层水平地电断面上的视电阻率曲线

一般把四层及四层以上的水平地电断面称为多层断面。设 n 层地电断面的层参数分别为 ρ_1、ρ_2、ρ_3、ρ_4、…、ρ_n,h_1、h_2、h_3、h_4、…h_{n-1},第 n 层的厚度为 $h_n\to\infty$,所对应的电测深曲线为 n 层曲线。

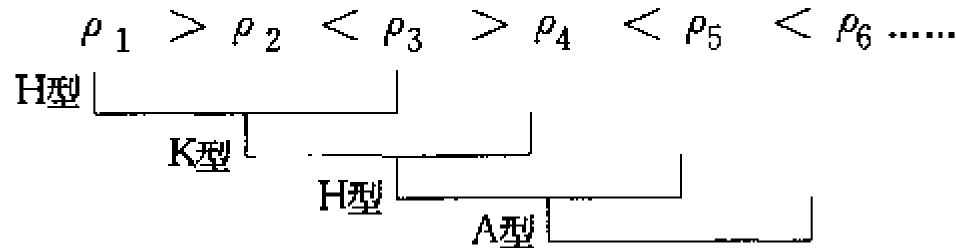
1)多层电测深曲线类型　n 层地电断面的电阻率按相对大小的组合关系,共对应 2^{n-1} 种曲线类型。多层曲线类型是以三层曲线(H、A、K、Q)为基本类型命名的。表 2-2 给出四层地电断面八种不同组合的曲线类型。

多层地电断面曲线类型的命名按下面所示规律,自上而下递推,用三层曲线类型的名称

表 2-2　四层电测深曲线划分为八种类型

地电断面模型	电阻率相对大小关系				电测深曲线及类型	
ρ_1　h_1	ρ_1	$>\rho_2$	$>\rho_3$	$>\rho_4$	QH	QQ 型
ρ_2　h_2				$<\rho_4$	QQ	QH 型
ρ_3　h_3			$<\rho_3$	$>\rho_4$	HA	HK 型
ρ_4　$h_4\to\infty$				$<\rho_4$	HK	HA 型
		$<\rho_2$	$>\rho_3$	$>\rho_4$	KH	KQ 型
				$<\rho_4$	KQ	KH 型
			$<\rho_3$	$>\rho_4$	AA	AK 型
				$<\rho_4$	AK	AA 型

进行组合。例如，六层断面的曲线为HKHA型。



2)多层曲线的性质　对 n 层曲线，可以根据对二层和三层曲线的分析，指出多层电测深曲线的基本性质。

当 $AB/2 \ll h_1$ 时，多层曲线的首支渐近线同样为 $\rho_s=\rho_1$ 的水平渐近线。

当 $AB/2 \to \infty$ 时，若 ρ_n 为有限值，则多层曲线的尾支渐近线仍为 $\rho_s=\rho_n$ 的水平渐近线；若 $\rho_n \to \infty$，则尾支渐近线同二层曲线一样，为一与横轴成45°夹角上升的直线，该直线与 $\rho_s=1$ 的横轴交点的横坐标等于高阻基岩上覆各层纵向电导之和。

对于 n 层断面，同样存在着 s 等值和 T 等值现象。当中间层厚度很小，且第一层以下各层的 $\mu_{(i-1)i}=\rho_i/\rho_{i-1} \gg 1$ 时，存在 s 等值现象。当第一层以下各层的 $\mu_{(i-1)i} \ll 1$ 时，存在 T 等值现象。

三、复杂条件下的电测深曲线

电测深理论曲线的计算是建立在半无限空间水平层状介质这一理想条件上的。然而这一前提在实际的野外工作中不一定得到满足，所以了解非理想条件下电测深曲线的特点对实际工作很有意义。

(一)起伏地形上的电测深曲线

在地形切割严重的山区，进行电测深法施工，经常造成电测深曲线的严重畸变，给资料解释带来极大困难。

由于地形起伏的复杂性，不可能完全用理论计算和模型实验的方法把各种各样起伏地形的电测深曲线模拟出来。

图2-11是坡角为45°的纯山脊和山谷地形的模型实验曲线，其中图 a 的布极方向平行地形走向，图 b 则为垂直走向布极。各测点位置均标在地形的相应点上。下面仅对山谷、山脊地形上的一组模型实验电测深曲线概括出如下几个特点：

(1)山脊地形影响大于山谷地形，坡角越大影响越强。坡角小于20°，地形影响可忽略。

(2)对于同一地形，布极方向垂直地形走向比平行走向影响大，而且畸变复杂。

(3)测点位于斜坡中部，畸变较小；位于山顶或谷底时，畸变最大。

(4)无论山谷或山脊地形，当 $\frac{AB}{2}=(5\sim10)D$（D 为山脊、山谷的宽度）时，地形的影响消失。

显然，这些规律有助于在野外合理选择测点位置和布极方向，减小地形起伏对电测深曲线造成的畸变和影响。

(二)倾斜界面上的电测深曲线

在地层倾斜的断面上，电测深曲线的形状将受到影响，其影响程度与地层倾角和布极方向有关。

当平行倾斜界面的走向布极时(图2-12)，倾斜层上 ρ_s 曲线右支比 $\alpha=0°$（水平产状）的

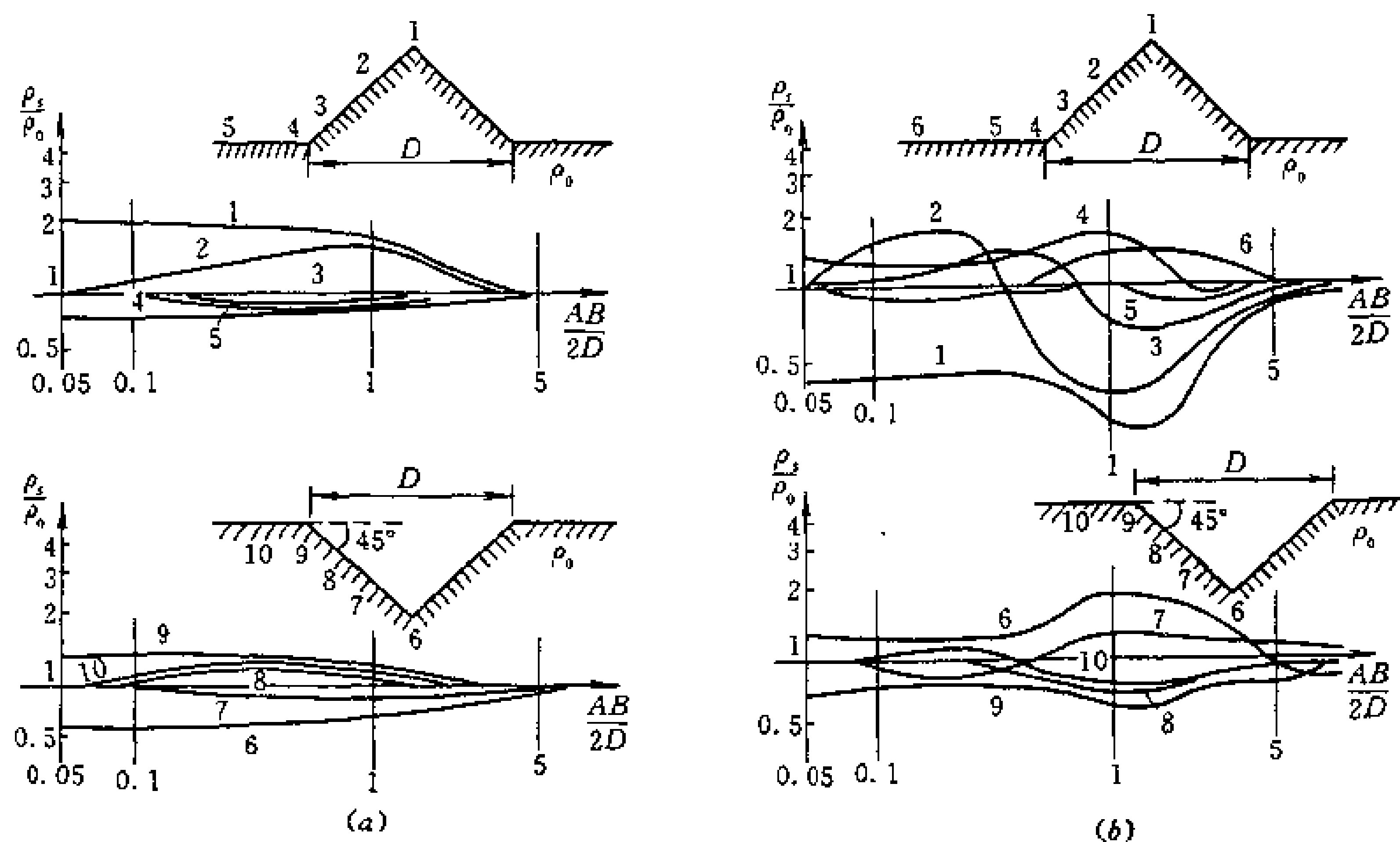


图 2-11 山谷、山脊地形上的电测深曲线

a—布极方向平行地形走向时的 ρ_s 曲线；b—布极方向垂直地形走向时的 ρ_s 曲线；

1、2、3、4、5、6、7、8、9、10 为测点的位置

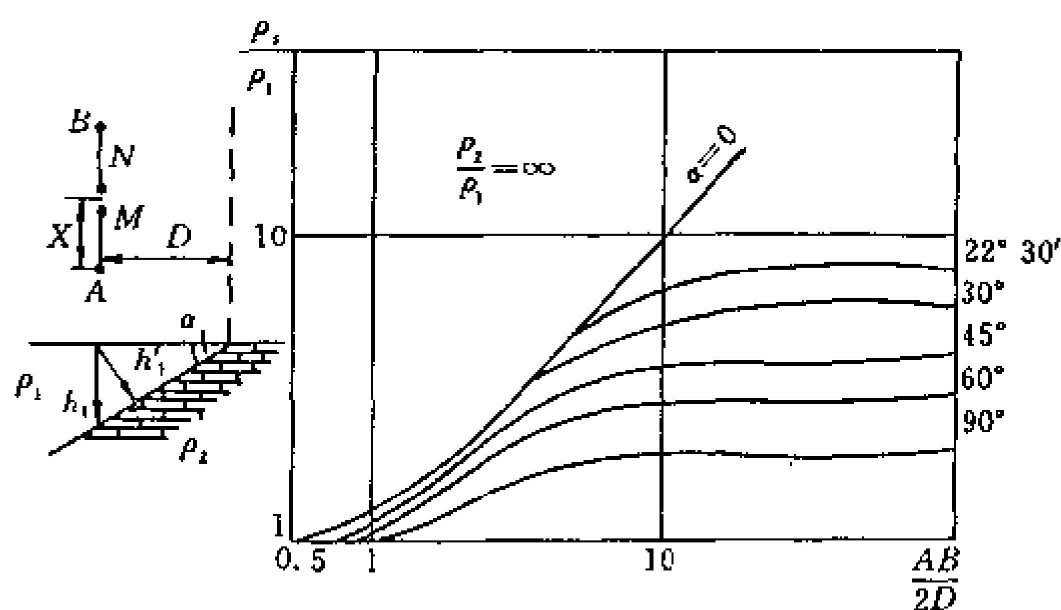


图 2-12 倾斜界面上的电测深曲线

电测深曲线右支低得多，特别是当 $\rho_2\to\infty$ 时，它已不再与横轴呈 45°角上升的渐近线，而是趋于某一有限值的近似水平的渐近线，且倾角 α 越大，则有限值越小，这是由于高阻 ρ_2 介质对电流旁侧影响的结果。

如果垂直倾斜界面走向布极，在 $\rho_2\to\infty$ 情况下，ρ_s 尾支渐近线将超过 45°上升。

理论计算表明，对于倾角小于 20°的高阻倾斜界面，把平行走向布极的电测深曲线当作水平界面的电测深曲线解释，不会引起很大误差。但误差随 ρ_2/ρ_1 的减小而增大。

（三）球体上的电测深曲线

在灰岩地区的岩溶裂隙水电测深法勘探中，可将一些岩溶富水带近似看成低阻球体。了解低阻球体上的电测深曲线规律，对灰岩地区的水源勘查很有意义。

设 ρ_1 和 ρ_2 分别为围岩和球体的电阻率，r_0 为球体半径。图 2-13 为低阻球体上的一组计算结果。球体电阻率 $\rho_2=0$，球心埋深 $h_0=2r_0$（图 2-13）。由图 a 可看出，测点在球顶上方时，ρ_s 曲线与二层测深曲线形状相似；测点位于 $x=0.5$ 时，曲线仍具有二层特征，但极距较大时渐近值增高；自 $x=1$ 起，ρ_s 曲线形状与 H 型三层曲线相似，而且 x 越大，极小值越明显，这是由于当供电电极 A 或 B 接近球体时，低阻球体吸引电流而导致 ρ_s 减小，当供电电极越过球体后 ρ_s 又升高，所以极小值对应的 $AB/2$ 近似等于 x。对图 b 而言，因为布极方向始终垂直测点与球心的连线，电极 A 与 B 在球两边对称分布，所以测深曲线均与二层曲线形状相似，但随着测点远离球体，球体的影响逐渐减小，而导致曲线尾支渐近线不同。

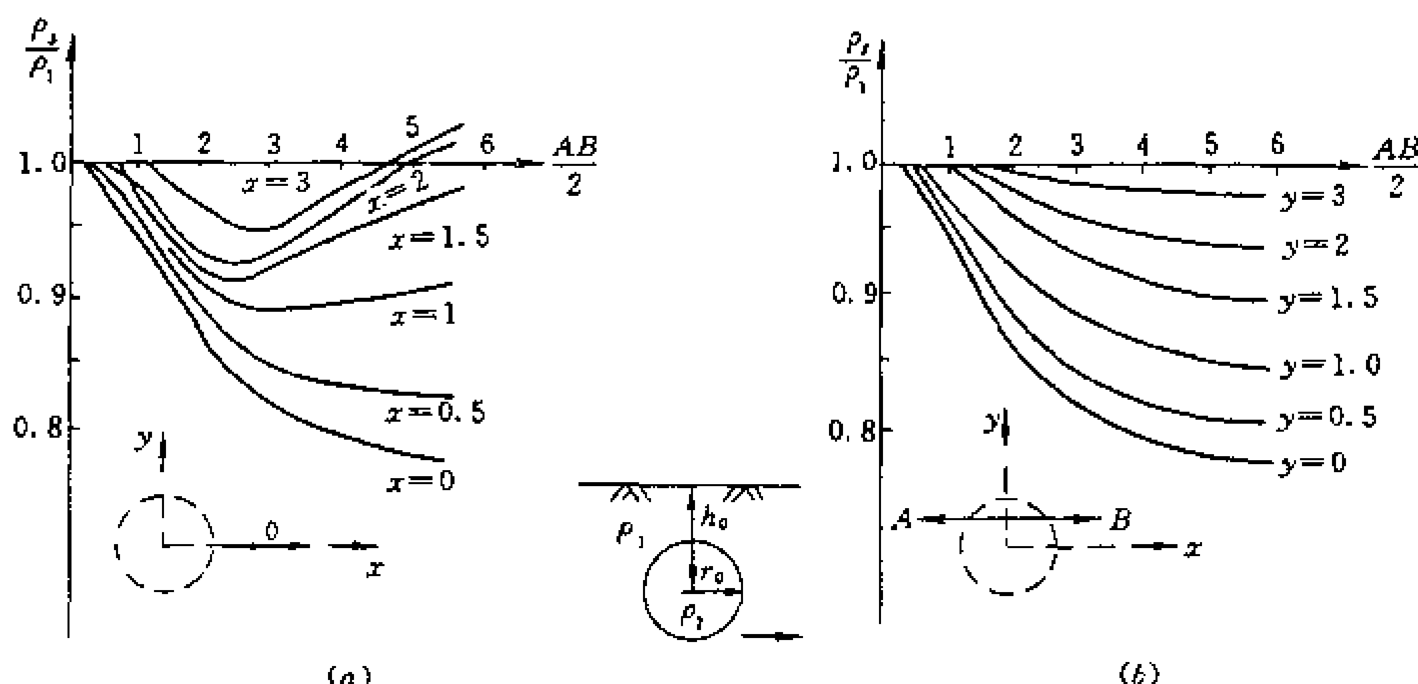


图 2-13 低阻球体上不同布极方向的电测深曲线

a—布极方向通过球心在地面上的投影；b—布极方向保持 AB 与球心的对称

（四）直立分界面对电测深曲线的旁侧影响

断层及宽广河谷地区的河床和阶地等常常构成近于直立的岩层分界面。了解直立分界面对电测深曲线的旁侧影响，有助于识别断层等构造。

在图 2-14 中，实线和虚线分别为布极方向平行和垂直两种岩石直立分界面走向的理论电测深曲线，测点位于 ρ_1 岩石中，D 为测点到分界面的垂直距离。

1. 布极方向垂直于分界面

由图可知，当 $AB/2 \ll D$ 时，ρ_2 岩石对场的影响很小，故 $\rho_s=\rho_1$。当 $AB/2 \geqslant 0.5D$ 时，由于逐渐受 ρ_2 的影响，使 ρ_s 偏离 ρ_1，若 $\rho_2<\rho_1$，则 ρ_s 随 $AB/2$ 增大而减小；若 $\rho_2>\rho_1$，则 ρ_s 随 $AB/2$ 增大而增大。当 $AB/2=D$ 时，一个供电电极在分界面上对 ρ_s 的影响达到极大值（$\rho_2>\rho_1$）或极小值（$\rho_2<\rho_1$）。当供电电极越过界面后，随 $AB/2$ 的增大，电流线逐渐垂直于分界面，界面对电流分布的影响逐渐减小，使 ρ_s 减小（$\rho_2>\rho_1$）或增大（$\rho_2<\rho_1$）。当 $AB/2 \geqslant 20D$ 时，分界面的作用基本消失，因电流密度的法向分量连续使 ρ_s 值又趋向于 ρ_1。由此可以看出，直立分界面的旁侧影响使电测深曲线呈“人”字型。

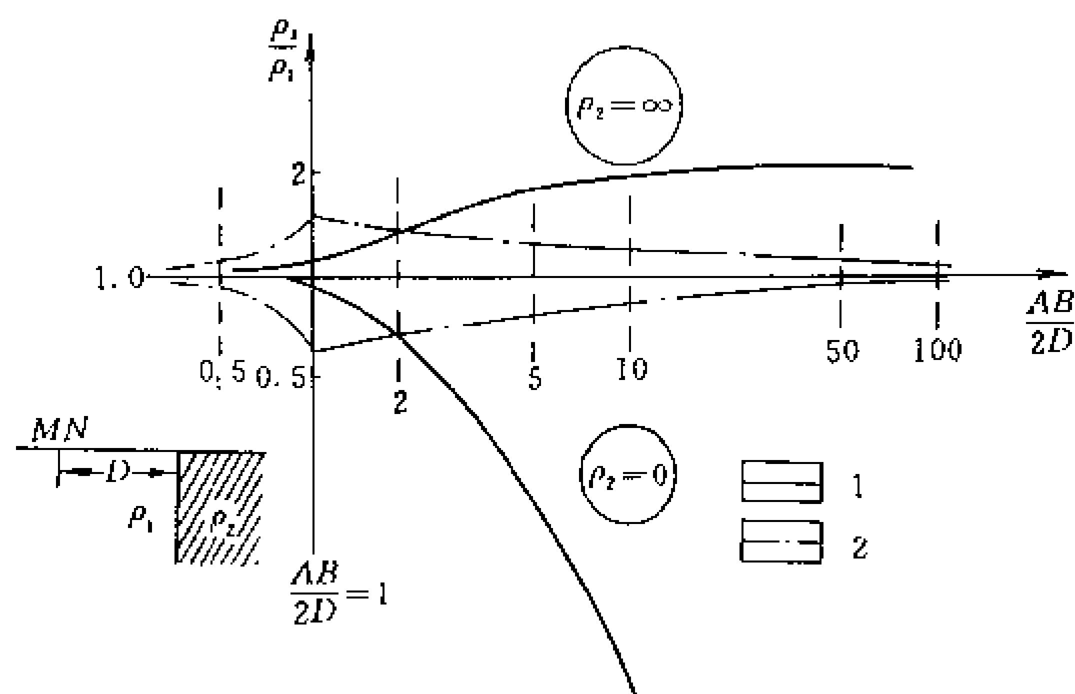


图 2-14 直立分界面对电测深曲线的旁侧影响
1—布极方向平行于界面走向；2—布极方向垂直于界面走向

2. 布极方向平行于分界面

当 $AB/2 \ll D$ 时，界面影响很小，故 $\rho_s=\rho_1$。随着极距的增大($AB/2 \geqslant D$)，ρ_2 的影响也增大，若 $\rho_2>\rho_1$，则 ρ_2 排斥电流而使 ρ_s 上升；若 $\rho_2<\rho_1$，则 ρ_2 吸引电流使 ρ_s 下降。当 $AB/2>10D$ 时，ρ_s 逐渐趋于渐近值 $2\rho_1\rho_2/(\rho_1+\rho_2)$，若 $\rho_2=\infty$，则 $\rho_s \to 2\rho_1$；若 $\rho_2=0$，则 $\rho_s \to 0$。

利用 $\rho_s^{\perp}$ 和 $\rho_s^{\parallel}$ 分别表示垂直与平行分界面走向布极的电测深曲线。对比 $\rho_s^{\perp}$ 与 $\rho_s^{\parallel}$ 可知：在 $AB/2<D$ 时，$\rho_s^{\parallel}$ 的畸变小于 $\rho_s^{\perp}$；大极距时，情况相反，$\rho_s^{\parallel}$ 的畸变比 $\rho_s^{\perp}$ 大得多；$\rho_s^{\parallel}$ 与 $\rho_s^{\perp}$ 的交点横坐标等于 $2D$。

第二节 电测深野外工作方法和技术

一、测区和测网密度的选择

野外工作之前，首先要确定测区位置、范围和测网密度。测区位置主要根据水文地质及工程地质任务，并结合具体客观条件来选择。在普查找水工作中，必须收集和研究勘探区有关的地质、水文地质资料以及物性、地形资料等，经过踏勘和概查，把测区布置在把握性较大的地段。在解决矿山水文地质问题时，测区位置应根据具体的地质任务而定。测区范围一般应大于被勘探地质体所在构造单元的分布范围，以保证其勘测资料在平面和剖面上有完整的反映。

测线方向应尽可能垂直于地层或构造的走向，其长度按测区的范围布置，根据需要亦可适当延伸。

测网由测线和测点构成。测网的密度由线距和点距决定。测网密度的选择，应符合我国电法勘探规范的有关规定，要与勘探任务所规定的工作比例尺相适应。一般原则是在测区规定使用的比例尺，图上测线距应等于 1～8cm，测点距应等于 1～4cm。

对于需要进行特殊研究的地质勘察任务，如确定供水水源钻孔位置、确定矿山防治水的排水钻孔和注浆钻孔的位置，以及解决工程地质勘探中的建筑物基础、坝址基础等问题时，测网密度还应根据具体情况适当加密。

需要指出，在矿区电测深工作中，由于地面人文设施常常影响地面通行和放线布极条件，所以应灵活布置测线和测点，并在资料解释时要予以注意。

二、电极距的选择

为了获得一条完整的电测深曲线，并使目的层（如含水层）在曲线上有明显完整的反映，必须合理选择供电和测量电极距。

1. 供电电极距 AB 的选择

选择 AB 的一般原则如下：

(1)最小 $AB/2$ 的选择必须保证首支渐近线（$\rho_s \to \rho_1$）明显。因此，要依据第一层厚度 h_1 确定最小的 $AB/2$ 值，即 $(AB/2)_{min} < h_1$。

(2)最大 $AB/2$ 的选择必须保证曲线完整地反映最大勘探深度的目的层或基底标志层，而且尾支渐近线至少要有 3 个极距点控制。一般 $(AB/2)_{max}$ 要大于最深探测层的埋深 H，即 $(AB/2)_{max} > H$。

(3)在模数为 6.25cm 的双对数坐标纸上，为了合理地反映地电剖面垂向上的变化，使各极距所得的 ρ_s 值点在电测深曲线上均匀分布，在水文电测深工作中，相邻两个供电电极距之比通常取为 $(AB)_i/(AB)_{i-1} = 0.5 \sim 1.5$。

这样选择极距间隔将突出浅部电性层的变化，但使深部异常的分辨率降低。所以，在探测深部含水层及确定薄层灰岩中的岩溶裂隙发育情况时，要适当加密对应目的层附近的极距间隔，以突出目的层的电性异常特征。

2. 测量电极距 MN 的选择

在大极距供电时，为了保证电位差 ΔU_{MN} 的观测精度，而同时又与计算理论电测深曲线的假设条件 $MN \to 0$ 相一致，所以测量电极距 MN 的选择应满足 $AB/3 \geqslant MN \geqslant AB/30$ 关系。

实际工作中，根据 AB 和 MN 之间的变化关系，对称四极电测深采用以下两种装置形式：

1)活动 MN 法　亦称等比装置。在观测过程中，MN 随 AB 同时变化，并使 MN/AB 始终保持为一常数，通常取 $MN = (1/5 \sim 1/10)AB$。使用这种装置，获得的曲线比较圆滑，又因 MN 取得比较大，ΔU_{MN} 观测值较高，从而保证了一定的观测精度。表 2-3 是在水文电测深中常用的活动 MN 法的电极距系列（$MN/AB = 1/5$）。

表 2-3　活动 MN 法的电极距系列　　　　单位：m

$AB/2$	2	4	6	9	12	20	25	32	45	60	75	100	150	225	300	400	500
$MN/2$	0.4	0.8	1.2	1.8	2.4	4.0	5.0	6.4	9.0	12	15	20	30	45	60	80	100

近期以来，电测深曲线的定量解释多在计算机上进行。为了提高电测深曲线的分辨能力，同时也为了给原始资料上机处理提供方便，在活动 MN 的等比装置中还有一种 n 阶等比供电极距装置。所谓 n 阶就是指在双对数坐标的每一个 6.25cm“模”的横轴上内插 n 个供电极距。所谓等比则是 MN 与 AB 的比值，一般取 $MN/AB = 1/10$。这种 n 阶供电极距可用下式进行计算：

$$\frac{AB}{2} = 10^{(i/n)} \tag{2-13}$$

式中　n ——在对数坐标的一个模内的内插点数，$n=6,8,12,16,\cdots$；

i ——从双对数坐标原点开始的供电电极距的序号，$i=0,1,2,3,\cdots$。

n 阶等比极距装置除了具有活动 MN 装置的优点之外，它还可以根据不同的地质任务，较灵活的改变 ρ_s 曲线的采样间隔（改变 n 值），从而保证了 ρ_s 曲线的分辨力，也方便资料的上机处理。

2）固定 MN 法　亦称非等比装置。在工作中，只要满足 $MN=(1/3\sim1/30)AB$ 的条件，MN 可以不随 AB 作连续的线性变化。一般在 AB 改变数次后，才改变一次 MN。但在改变 MN 极距的前后，相邻的 2 个 $AB/2$ 极距要用不同的 MN 重复观测，以便更好地连接不同 MN 所测的各段 ρ_s 曲线。表 2-4 为固定 MN 法装置的常用电极距系列。

表 2-4　固定 MN 法的电极距系列　　单位：m

<table>
<tr><td>AB/2</td><td>1.5</td><td>3</td><td>4.5</td><td>6</td><td>9</td><td>12</td><td>15</td><td>22</td><td>34</td><td>50</td><td>70</td><td>100</td><td>150</td><td>225</td><td>335</td><td>500</td></tr>
<tr><td rowspan="3">MN/2</td><td colspan="8">1</td><td colspan="8"></td></tr>
<tr><td colspan="6"></td><td colspan="7">5</td><td colspan="3"></td></tr>
<tr><td colspan="11"></td><td colspan="5">25</td></tr>
</table>

固定 MN 装置，虽有减少 MN 附近地表不均匀介质的干扰等优点，但由于变换 MN 极距重复观测造成曲线的局部脱节，给电测深曲线的计算机解释带来困难。因此，这种装置目前已较少采用。

三、几种主要干扰及消除方法

在电测深法的野外施工中，有些地区的各种干扰经常影响正常观测，甚至造成电测深曲线畸变，可信度下降，严重影响勘探成果的可靠性。为了保证原始数据的质量，必须研究这些干扰的特点，采取必要措施压制、排除或者减小这些干扰。

1. 接地电阻

在电阻率法的实际观测和操作中，AB 供电电极和 MN 测量电极的接地电阻是影响原始数据采集的重要因素。电极接地点附近土壤等介质的导电性以及电极的接地方式等，是影响接地电阻的主要原因。

理论计算证明，棒状电极的接地电阻大小与电极的入地深度、接地表面积和电极周围介质电阻率的大小有关。电极越粗、入地越深以及电极附近土壤电阻率越小，接地电阻也就越小。

干燥松散的砂、卵、砾石等洪积、坡积物，沙漠、戈壁、裸露的基岩，以及城镇固化的路面、场地等是最困难的接地介质。实践证明，接地电阻过大将严重影响直流电阻率法施工，此时可采用多根电极面积组合并联接地，浇水、钻孔或在裸露基岩及水泥路面用含盐水粘土袋等办法改善接地条件，减小接地电阻。

2. 电极极化

MN 金属测量电极与潮湿的土壤接触，将发生电化学作用，从而在电极表面产生极化电位。由于 M、N 两根电极的化学纯度总是存在差别，而且 M、N 处土壤的成分及湿度也不同，因此两根电极的极化电位不可能相等，这样便在 MN 间形成了一个不稳定的极化电位差，并直接影响观测的进行。为了减小极化电位，MN 测量电极多采用纯铜制作，仪器中还专门设计了极化补偿电路，在每次供电测量之前自动的将 MN 回路中稳定的极化电位差补偿为

零。但对不稳定的极化电位差，需使用饱和硫酸铜溶液制作的不极化电极加以解决。

3. 漏电问题

电法勘探仪器、供电测量使用的导线，在长期的野外施工作业中，由于绝缘的老化、磨损和意外的机械损伤以及天气阴雨、潮湿等原因，都可能破坏导线或仪器的绝缘，造成观测装置局部漏电，导致观测数据出现错误。

供电导线的漏电，相当于地面除 A、B 两个场源之外又多了一个附加电源，从而破坏了 A、B 电场的正常分布。这个漏电电源离 MN 测点电极越近，对观测结果造成的危害和干扰就越严重。

测量导线漏电虽不影响供电电场的分布，但会引起极化电位的不稳或者造成 ΔU_{MN} 数据的畸变，对数据的正常观测带来干扰。

仪器漏电造成的干扰因漏电部位的不同而异，有时比供电、漏电的危害还大。

需要指出，漏电造成的干扰大小不一，且带有一定的随机性，一些微小的漏电干扰有时因没有被人们及时发现，而将观测数据弄假成真，给野外施工造成损失。所以，电法仪器装备的漏电问题不可忽视，除按规程进行例行的绝缘检查和漏电操作检查之外，还要求工程技术人员要有较高的业务素质和实践工作经验，以及时发现漏电干扰，排除漏电故障。

4. 游散电流干扰

在工矿区或城镇工业区、居民区等地，由于种种原因造成的无规律的工业游散电流有时严重干扰数据的观测。为了保证观测质量，除了避开干扰高峰进行观测之外，使用抗干扰的数字电法仪器，运用数理统计的原理，重复观测和统计观测数据，去伪存真地进行识别，也是在强干扰测区工作的一种手段。

第三节 电测深资料的定性解释

电测深资料解释分为定性解释和定量解释。其目的就是把电测深资料变成地质成果，以便供水文地质和工程地质人员使用。解释的过程一般遵循从已知到未知，从简单到复杂，反复认识、反复解释的原则。

定性解释是定量解释和推断地质成果的基础，其正确性直接关系到定量解释结果和地质结论的可靠性。

定性解释的主要任务是分析和研究勘探区的电测深曲线与地质剖面之间的关系，并结合已知的地质、钻探和电测井资料对各种定性图件进行综合分析，得出测区的岩性、地层分布以及构造形态等特征的地质、水文地质或者工程地质结论。

一、电性标志层

地电断面与地质剖面的含意不同。地电断面的电性层是根据岩层电阻率差异来划分的，水文地质条件的复杂性会使某一电性层既可能与某一岩层一致，也可能不一致。电性层与岩层的不完全吻合，给解释工作带来一定困难。为此在勘探区内，需要确定一个与某一岩层吻合最好的电性层作为标志层，这对电测深曲线的连续对比、分辨异常、追索探测目标是至关重要的。

一般要求作电性标志层的岩层必须满足：(1)与上覆岩层的电阻率差异要明显，通常相差 10 倍以上最佳；(2)岩层本身的岩性和电阻率比较稳定；(3)岩层要有足够的厚度，且在勘探区内要连续分布。

在水文地质及工程地质电法勘探中，在不同地区有时常以含水层之下电性稳定的低阻粘土隔水层作为标志层（图 2-15a），有时则以松散岩层下的高阻基岩作为电性标志层（图 2-15b）。

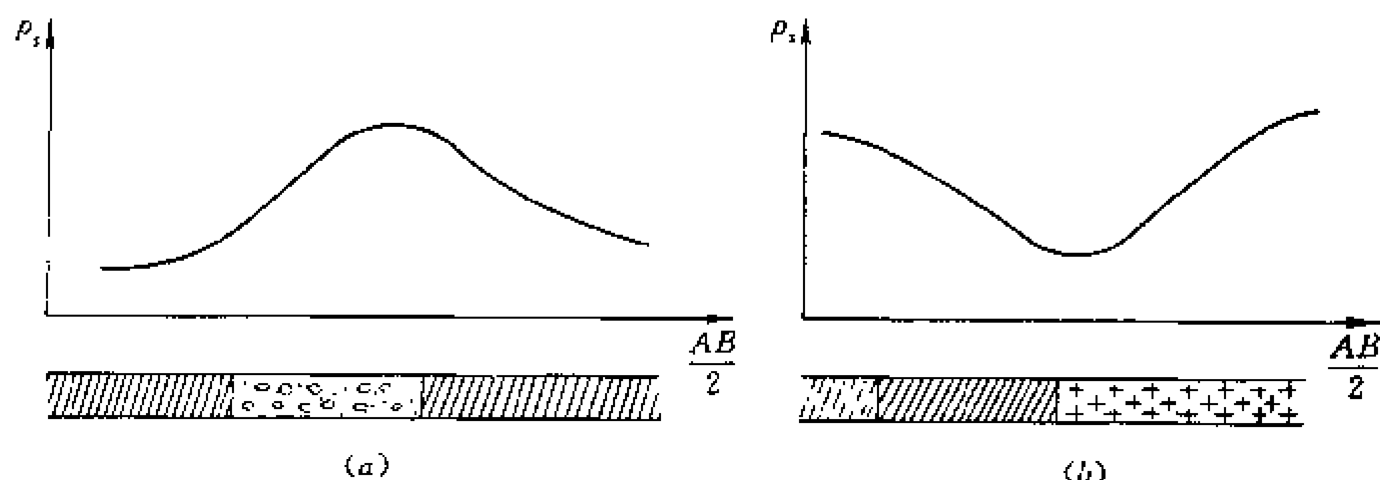


图 2-15 水文地质、工程地质电法勘探中的电性标志层

a—低阻粘土隔水电性标志层；b—高阻基底电性标志层

二、水文电测深曲线的定性分析

电测深曲线的定性分析主要是研究测区内地电断面类型，确定电性层与地质层位的关系，并分析岩溶裂隙、断裂破碎带等含水构造在电测深曲线上的反映特征等。

（一）曲线类型分析

根据前面讨论可知，电测深曲线形态变化是由地层分布、构造特征和水文地质条件变化所决定的。但由于等值现象的存在，以及地形、地表电性不均匀和非水平界面的旁侧影响等，给判断实测曲线类型造成一定的困难；尤其是中间层，当其厚度小于埋深且与围岩电阻率差异比较小时，在电测深曲线上反映一般很不明显，往往在分析这种曲线时，有时可能将某薄层漏掉；有时则可能将曲线上的畸变误认为出现了新电性层。例如，把 A 型误判为 G 型，把 Q 型误判为 D 型，把 KH 型误判为 A 型，把 HK 型误判为 Q 型等。

分析实测曲线，首先应从已知钻孔的孔旁测深曲线着手，通过与钻孔柱状和测井资料的分析对比，从中得出规律，以指导未知地段曲线资料的推断解释。划分测点的曲线类型不能根据单支曲线孤立进行，而应该将相邻测线、相邻测点进行整体的综合分析，深入研究每一测点 ρ_s 曲线的特点和引起曲线特殊变化的某些地质（尤其是水文地质）因素和电性条件，去伪存真识别不同干扰所造成的影响，达到对所有曲线变化形态尽可能作出合理的解释，正确划分地电断面的曲线类型。

1. 第四系含水层电测深曲线

在第四系松散沉积层中，一般干砂、砾石层的电阻率最高，砂土、粉砂土、亚粘土次之，粘土电阻率最低。但当水文地质条件变化时，这种规律也会发生变化。例如，在华东、华南地区，潮湿的表土层电阻率小于含水砂砾石层，大连海滨含高矿化度水的砾石层的电阻率比含淡水的砂层电阻率低得多。

对于第四系含水层，在相同的水文地质条件下，岩层颗粒愈粗、透水性愈好，则电阻率愈高；反之，若岩层颗粒愈细、透水性愈差，则电阻率愈小。因此，第四系高阻砂砾石层是主要的找水目标。

在图 2-16a 中，砂砾石层被地下潜水面分为上、下两个电性层。位于潜水面之上的干砂砾石层为高阻层，位于潜水面之下的含水砂砾石层为低阻层。在图 2-16b 中，饱含地下水的砂砾石层，其电阻率比上、下粘土层高，由于基底是高电阻率岩浆岩，所以含水层在 ρ_s 曲线上反映为 KH 型的"K"型部分。图 2-16c 为西北某地区的水文电测深曲线，含水砾石层的电阻率低于干燥表土而高于下伏粘土，因此在 QH 型曲线上反映为"Q"段。在图 2-16d 中，因地下水矿化度的不同，同一亚粘土层被分为三个不同的电性层，电测深曲线为 A 型。与此相反，相邻的不同岩性的岩层，由于电阻率值相同或相近也会构成同一个电性层。在图 2-16e 中，由于含咸水的砂层与上、下粘土层的电阻率相近，而构成了同一个电性层。图 2-16f 所示，虽高阻砂砾石和低阻粘土薄层构成交互层，但因为它们的厚度相对埋深很薄，故在电测深曲线上不能单独显示出来而综合地反映为一个电性层。

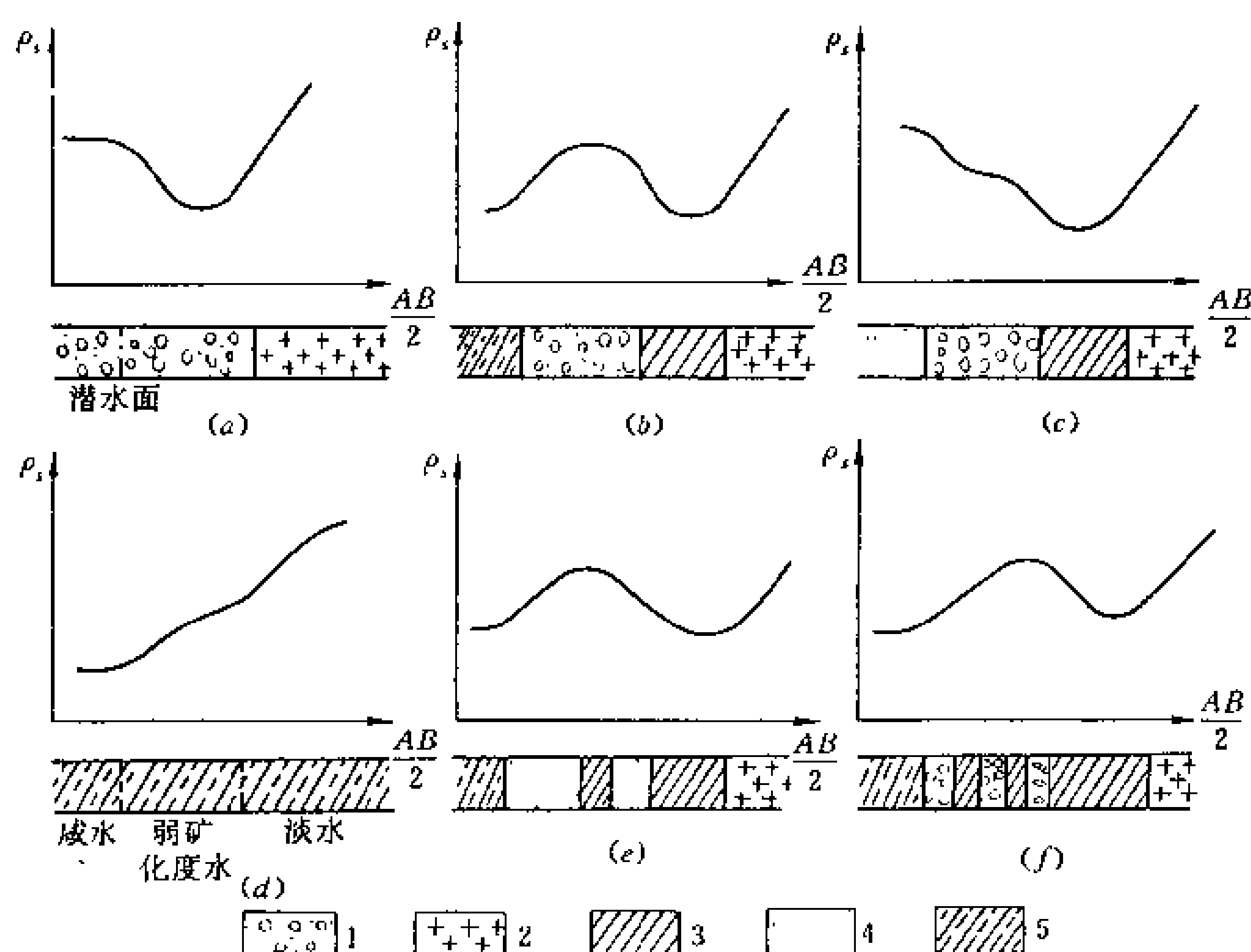


图 2-16　常见第四系含水层电测深曲线类型

1—砂砾石层；2—基岩；3—粘土层；4—砂层；5—亚粘土层

在同一勘探区内的同一条测线上，岩层层位或水文地质条件的变化会引起横向和纵向上的电性变化，从而使一条测线上的电测深曲线类型发生变化，并导致含水层在电测深曲线上反映的位置和特点也大不相同。如图 2-17，从 O_1 到 O_4 点电测深曲线由 D 型变化到 K 型。

由此可知，第四系含水砂砾石层在电测深曲线上的反映有时为低阻层有时为高阻层，具体则由勘探区的水文地质条件以及含水层与上、下岩层电阻的相对差异所决定。

2. 基岩含水构造在电测深曲线上的反映

基岩风化带、含水构造、裂隙及充水岩溶等的电阻率一般都低于完整岩石的电阻率。由于含水构造、裂隙、岩溶发育的规律因地而异，使其在电测深曲线上的反映也有所不同。

完整的石灰岩、大理岩的电阻率很高，约在几百到数千欧姆米，但当其岩溶裂隙发育并

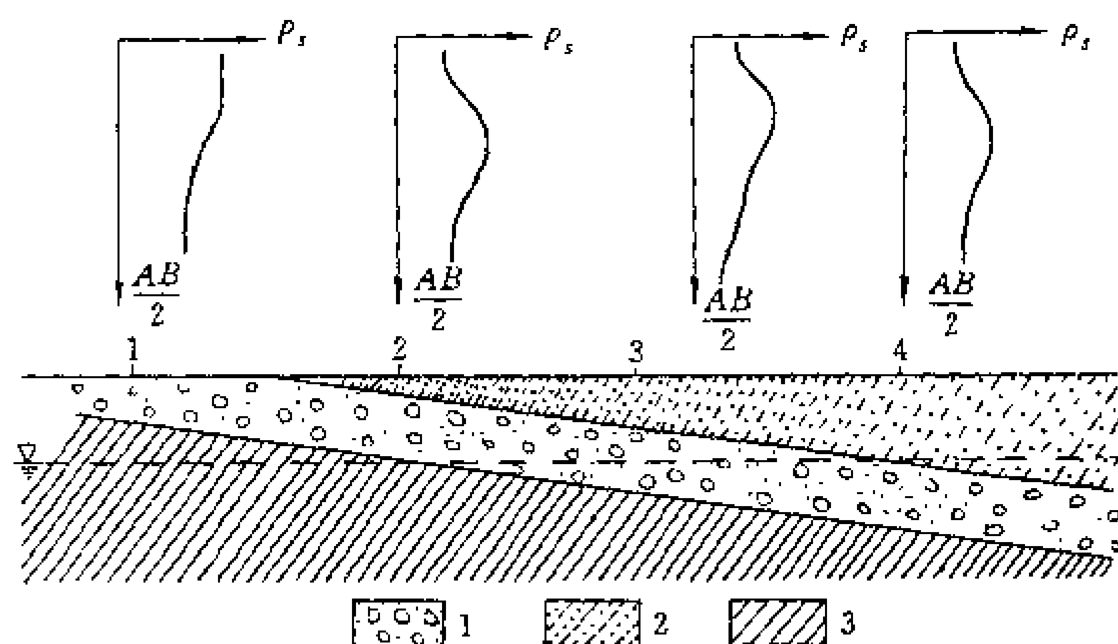


图 2-17 层位及水文地质条件变化时同一测线上不同类型的电测深曲线

1—砂砾石层；2—亚砂土层；3—粘土层

充水时，电阻率会下降到几十甚至几个欧姆米。因此可利用电深曲线上 ρ_s 值的异常来识别岩溶并圈定岩溶分布范围，为供水水源勘查或为矿井防治水提供有用资料。如图 2-18*a* 所示，由于溶洞埋藏浅、范围大，故电测深曲线为一明显的 H 型。若无充水溶洞，则为 G 型曲线。有些地区灰岩中的含水岩溶裂隙在电测深曲线尾支渐近线上，可呈现小幅度的波状或台阶状的畸变(图 2-18*b*)。

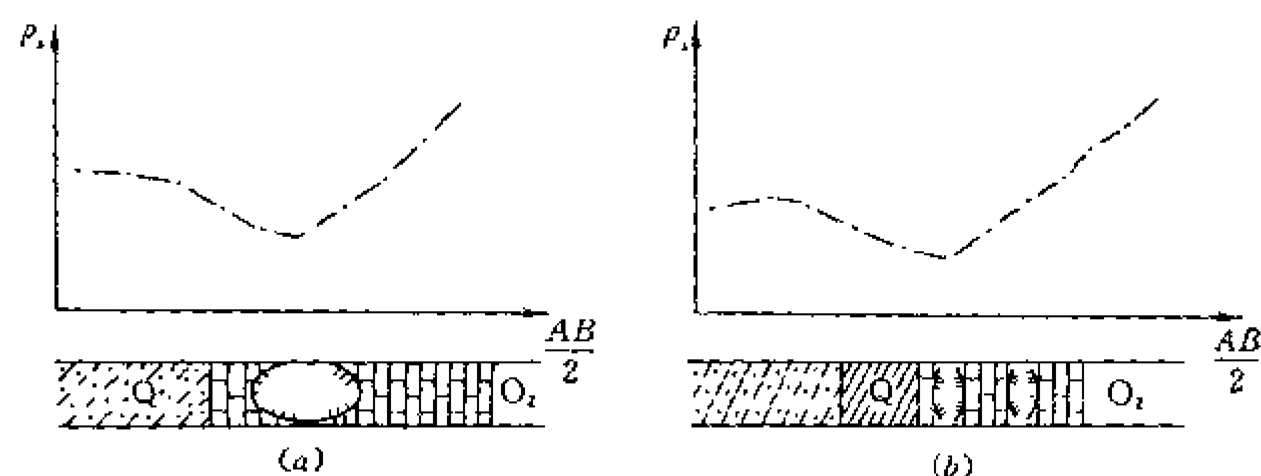


图 2-18 含水岩溶的电测深曲线

a—充水溶洞上的电测深实测曲线；*b*—山东滕南 O_2 灰岩岩溶裂隙畸变电测深实测曲线

对于区域性的充水基岩风化带，由于分布范围广、厚度大、充水足，往往造成电阻率大面积降低而构成低阻电性层。断裂破碎带有时使电测深曲线发生局部畸变。

(二)电测深曲线特征分析

电测深曲线特征包括：首尾支渐近线、渐近线分离点的位置、极值点横纵坐标、尾支渐近线与横轴的夹角、曲线异常的幅度及宽度等。上述每一个特征的变化，均与地电参数的变化相关。所以研究曲线特征变化规律，不仅可以了解地电断面类型的变化，而且还可以估计地电断面层参数的变化，为曲线的定量解释提供层参数初值。

由电测深曲线首、尾支渐近线可以确定出第一层和最后一层的电阻率值。在工程地质勘察中，通过首支渐近线的变化可以了解表层岩层的均匀性。在勘察岩溶水的工作中，研究尾

支渐近线的变化规律可以推断岩溶裂隙发育程度及含水性。一般若尾支渐近线呈45°正常上升，说明岩溶裂隙不发育；若尾支渐近线在一定范围的相邻测点中有规律出现畸变，或者与横轴夹角发生有规律性的变化，则说明可能有含水岩溶裂隙的存在。

对于多层地电断面，任何一层的层参数的变化都将引起曲线各特征相应的变化。但某一层的层参数变化，主要影响反映层的曲线段，这就有可能根据曲线特征变化来研究目的层（如含水层）的层参数变化。

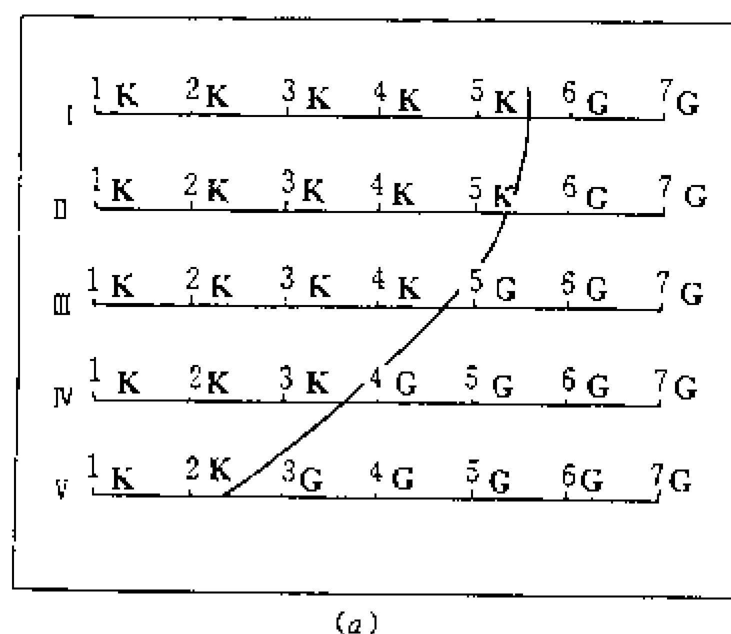
三、常用定性图的编制和解释

单支电测深曲线的分析研究，只是获得了各个测点下的岩层分布信息。为了得到各岩层，尤其是含水层等勘探目的层在平面图及断面图上的分布规律，反映整个测区地层及构造的空间立体形态，还必须绘制相应的电测深定性解释图件。

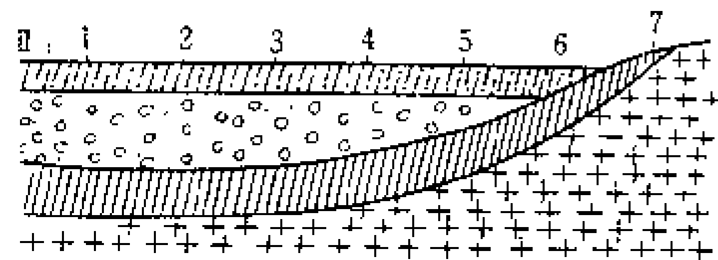
1. 电测深曲线类型图

曲线类型图是在正确划分测区内全部测点的电测深曲线类型的基础上绘制的一种平面图。由于曲线类型由地电断面性质所决定，所以结合地质资料，可以用这种图件推断各种类型的曲线对应的地质剖面，以及与类型变化相对应的不同地质剖面之间的过渡关系。

曲线类型图的编制方法有两种：其一，在工作区测点分布平面图的各测点位置处，绘制该测点缩小了的电测深曲线，并在曲线首、尾部注明其实测 ρ_s 值；其二，在测点旁标注相应的曲线类型符号。



(a)



(b)

图 2-19 实测电测深曲线类型图

a—测区曲线类型平面图；b—Ⅱ线地质剖面

从曲线类型图2-19可以看出，全区的电测深曲线有两种类型；分界线以西是K型三层曲线，分界线以东是G型二层曲线。根据已掌握的资料（图2-19 b）可以看出，在曲线类型分界线以西，K型曲线的第一层是表层砂壤土的反映，第二层为高阻含水砂砾石层的反映，第三层为低阻粘土隔水层的反映，而高阻基岩因勘探深度较小，曲线没有反映。分界线以东已靠近山前地带，表层砂壤土形成第一电性层或与粘土隔水层共同构成第一电性层，第二电性层则为高阻基岩反映，所以曲线由K型过渡成为G型。由此可以从该测区的曲线类型分布图上初步看出含水砂砾石层在测区的空间分布规律。

2. 等视电阻率断面图

等视电阻率断面图能够反映测线剖面横向和纵向上的电性变化趋势，并由此推断解释基岩起伏、构造形态及含水层的分布等。该图件是电测深资料解释中必备的图件之一。

等视电阻率断面图的作法是：以测点为横坐标（选与工作比例尺相应的算术坐标），$AB/2$ 为纵坐标，把每个测点上的各极距观测的 ρ_s 值标在相应的 $AB/2$ 处，然后采用内插法将 ρ_s 值相等的各点连成互不相交的圆滑曲线，即成为一张等 ρ_s 断面图。若纵坐标选用对数坐标，

则对浅层电性变化反映明显；若选用算术坐标，则对深层电性变化反映清晰。

图 2-20 列出了九种典型地电断面等视电阻率断面示意图，它们直观、形象地反映了地电断面的电性层分布特征、构造轮廓和基岩起伏形态等。

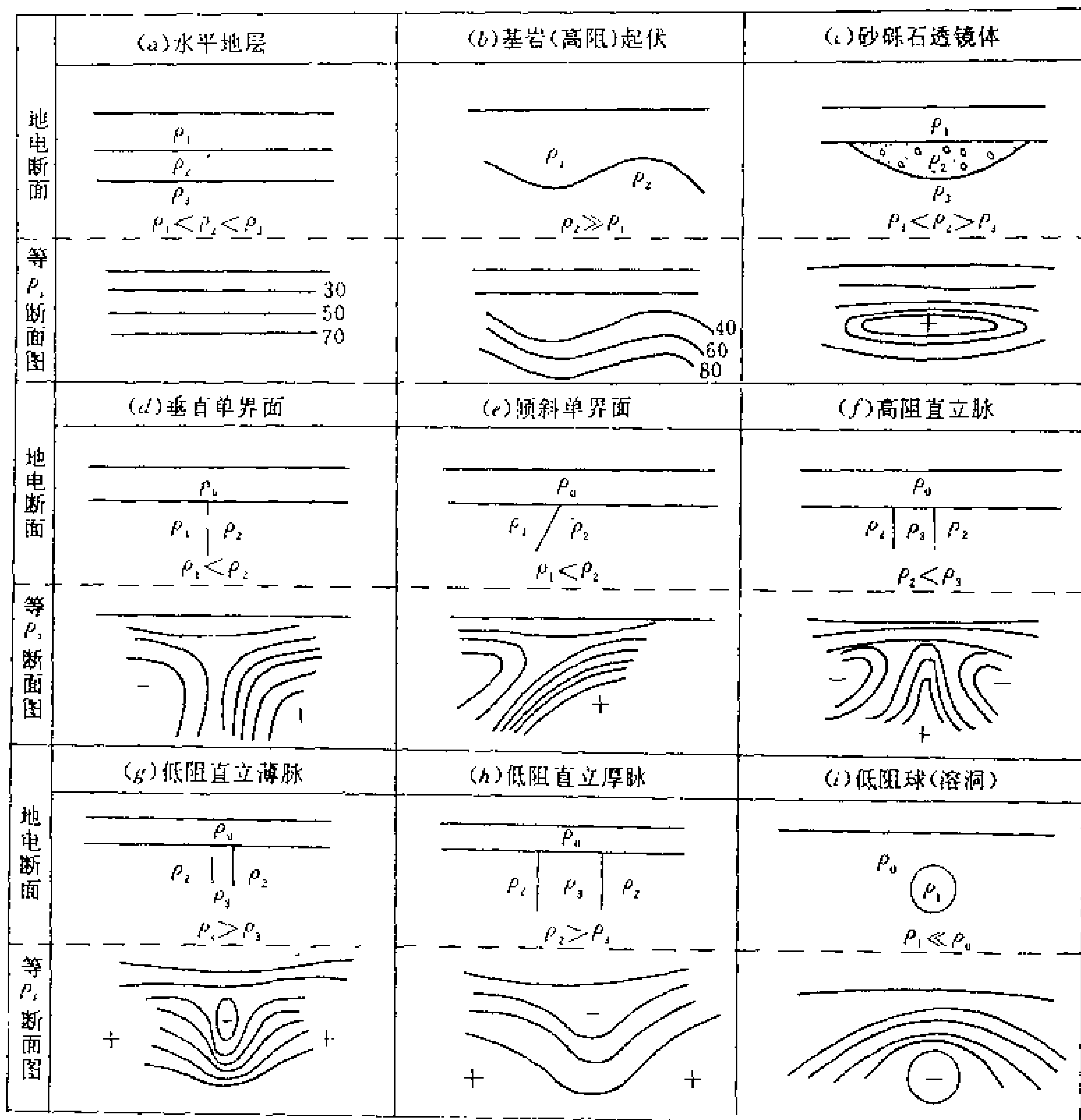


图 2-20　典型地电断面等视电阻率断面示意图

在图 2-20 中，不同地电断面 ρ_s 等值线具有以下不同的形态和分布规律：

在图 a、图 b、图 c 中，地电断面是水平层状或似层状，ρ_s 等值线平行或近似平行电性层界面分布。

在图 d、e 中，地电断面的盖层之下，为陡立界面。ρ_s 等值线除有近似平行电性层界面分布的规律之外，由于界面两侧存在电性差异，所以该界面在等 ρ_s 断面图上呈现出以密集的等值线由低阻介质向高阻介质过渡的形态。

在图 f、图 g、图 h 中，对于厚薄不等的直立脉，保持连续的 ρ_s 等值线虽不能直接反映出脉的垂直产状，但可以在剖面中显示不同电性层的分布规律。

图 i 表示了孤立的低阻球体在断面图上 ρ_s 等值线呈现低阻闭合圈。在实际工作中，可以运用这一特点圈定隐伏的非层状地电异常地质体，如含水岩溶、地下空洞等。

图 2-21a 为云南某地寻找浅层砂砾石富水地段（古河道）的等 ρ_s 断面图，其中高阻封闭圈是浅部富含水砂砾石层的反映，$\rho_s=25\Omega\cdot m$ 的等值线封闭圈反映了砂砾石层（古河道）分布的基本形态。图 2-21b 是根据有关地质资料推断的地质剖面，实际钻孔布置在等 ρ_s 断面图上高阻异常带的中部，钻探验证结果水量丰富。

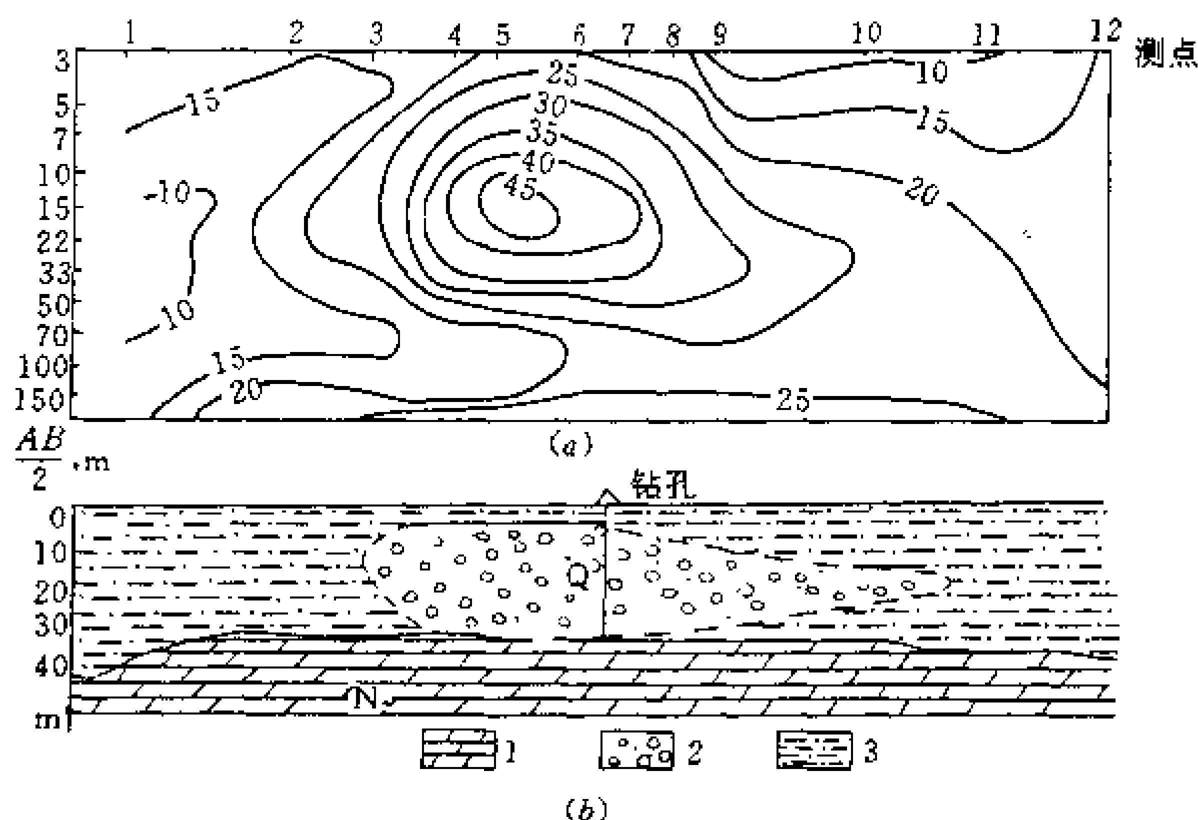


图 2-21　古河道上的等视电阻率断面图及地质剖面

1 一泥灰岩；2—砾石层；3—粘土

在实际工作中，由于水文地质和地电条件的变化，等 ρ_s 断面图与地质剖面的对应关系比较复杂。所以等 ρ_s 断面图的推断解释，必须结合测区的地质资料对具体问题进行全面的综合分析，才能得出正确的推断结论。

3. 等视电阻率平面图

在研究全测区的地质构造、地层（含水层）分布等地质问题时，经常选择一种或几种 $AB/2$ 电极距所对应的 ρ_s 值，编制不同 $AB/2$ 的等 ρ_s 平面图。

等视电阻率平面图的作法是：先将测点位置绘制在测区工作比例尺的平面图上，然后在点旁标上所选 $AB/2$ 对应的 ρ_s 值，最后用内插法将 ρ_s 值相等的各点连成圆滑的曲线，便得到等 ρ_s 平面图。

$AB/2$ 的选择与勘探深度有关，主要应以使含水层或含水构造、基岩起伏等勘探目的层的构造形态或分布规律在 ρ_s 等值线平面图上清晰地反映出来为原则。

图 2-22 是某地区探测岩溶的 ρ_s 等值线平面图，$\rho_s=500\Omega\cdot m$ 低阻等值线近似地反映了溶洞在地表的投影。由此可知，深部岩溶发育范围比地表岩溶塌陷范围大很多。

4. 纵向电导 s 剖面图及 s 等值线平面图

根据本章第一节可知，当基岩电阻率 ρ_n 相对上覆各岩层电阻率为无限大时，电测深曲线尾支渐近线是与横轴成 45°夹角上升的直线。交点在 $\rho_s=1$ 的横轴上的截距，即交点对应

的 $AB/2$ 值等于上覆岩层的总纵向电导。即

$$s=\sum_{i=1}^{n-1}S_i=\sum_{i=1}^{n-1}\frac{h_i}{\rho_i}=\frac{H}{\overline{\rho_t}}$$ (2-14)

式中 H ——高阻基岩埋深；

$\overline{\rho_t}$ —— 上覆岩层的平均纵向电导率。

显然，当上覆岩层电阻率横向变化稳定时，可由 s 值推断基岩埋深变化。

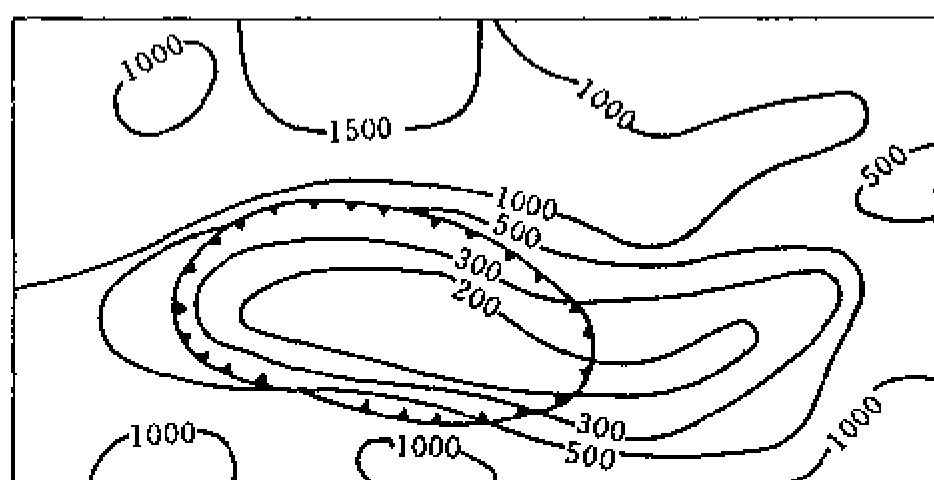
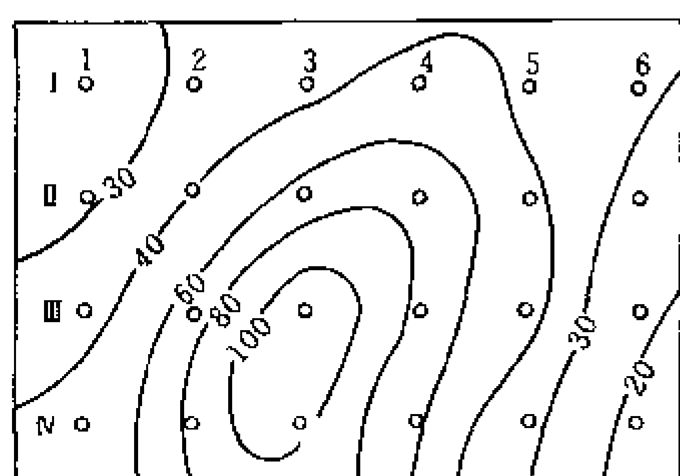
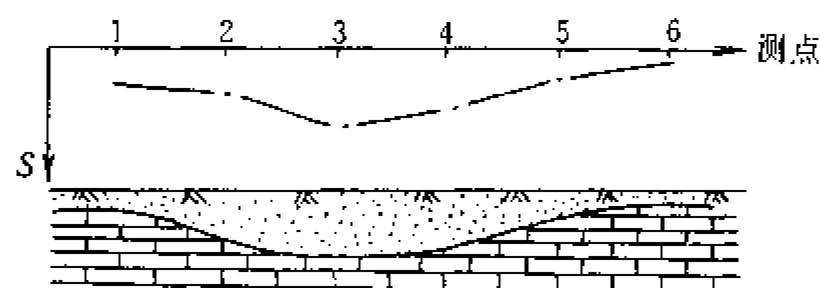


图 2-22 某岩溶区 $AB/2=100\text{m}$ 平面 ρ_s 等值线图

纵向电导 s 剖面图的作法是：在水平横轴上按比例尺确定各测点位置；以各测点的垂线为纵轴，将纵向电导值 s 按比例标在相应的纵轴上，连接这些 s 值点，即为纵向电导 s 剖面图（图 2-23b）。



(a)



(b)

图 2-23 某区 s 剖面图和等 s 平面图

a—等 s 平面图；b—Ⅱ线 s 剖面图

s 等值线平面图的作法基本上与 ρ_s 等值线平面图相同，只是用各测点的 s 值代替 ρ_s 值，即可作出 s 等值线平面图（图 2-23a）。

如果测区内 $\overline{\rho_t}$ 值基本稳定，这两种图上的 s 值的变化反映了高阻基底的起伏情况。s 值越小，基底埋深越浅；反之，则越深。如果测区内 $\overline{\rho_t}$ 变化很大，则只有掌握了其变化规律，才能比较可靠地根据 s 图推断基底埋深变化规律；否则，难以得出正确结论。

除上述几种主要定性解释图件外，还有 ρ_s 曲线极值点纵、横坐标图，等 $AB/2$ 视电阻率剖面图等很多种电测深解释图件。在实际工作中，应根据具体地质情况和任务要求，选择最能反映各电性层变化规律和突出研究地区探测目标异常特征的图件进行编制。而视电阻率等值线断面和平面图及曲线类型图，在任何情况下都是必不可少的。

第四节 电测深曲线的定量解释

电测深曲线定量解释是在正确划分曲线类型和确定电性层与岩层的对应关系的定性解释基础上，进一步求取各电性层的电阻率和厚度参数值。

目前，定量解释方法主要有量板解释法、数值解释法及各种经验解释方法。

一、量板解释法

所谓电测深曲线的理论量板解释，就是将实测曲线与已知层参数的理论曲线量板进行

对比，若两者重合，可由理论曲线的参数求出实测曲线所对应的地电断面的层参数 h_i 和 ρ_i。

（一）二层曲线解释

二层曲线的解释方法是：将绘在透明双对数坐标纸上的实测曲线放在相应类型（D 或 G）的二层量板上，保持两者坐标轴相互平行，上下左右移动实测曲线，直到实测曲线与量板上的某一条曲线重合（图 2-24*a*）或均匀位于两条理论曲线之间（图 2-24*b*）为止，这时量板坐标原点在实测曲线坐标系中的位置就是第一电性层的特征点 $O_1(h_1,\rho_1)$，其横、纵坐标便为第一电性层的厚度 h_1 和电阻率 ρ_1。第二电性层电阻率 ρ_2 值，既可由实测曲线尾支渐近线直接读出，也可根据与其重合的理论曲线参数 μ_2 值计算得到，即 $\rho_2=\rho_1\cdot\mu_2$。但若实测曲线介于两条理论曲线之间，则需先用对数内插法确定相应的 μ_2 值，然后再计算出 ρ_2 值。

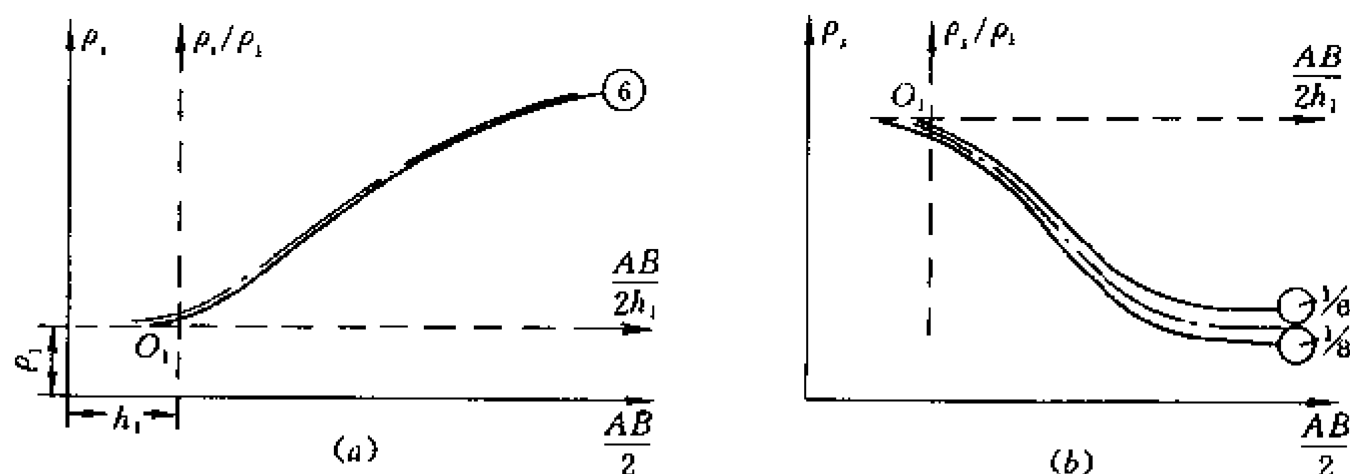


图 2-24　用二层量板解释两层电测深曲线

实线为理论曲线；点划线为实测曲线；⑥为 $\mu=\rho_2/\rho_1$

（二）三层曲线解释

三层电测深曲线定量解释既可以采用三层量板，也可以采用辅助量板。这里只对利用三层量板的解释方法和步骤进行介绍。

用三层量板解释三层电测深曲线时，首先必须已知中间层的电阻率 ρ_2 值，才能求得中间层厚度 h_2 值的唯一解；否则，只能得到其近似的等值解。ρ_2 值可以根据电测井资料或岩样标本测定等方法获得。其次，若曲线整体形态完整，可根据尾支渐近线确定第三层的电阻率 ρ_3 值。

三层曲线解释的步骤如下：

1）求第一电性层参数 h_1 和 ρ_1 值　将实测曲线左支与二层量板进行对比，使两者纵、横坐标相互平行移动，当量板中的某一条理论曲线与实测曲线左支重合最佳时，量板原点在实测坐标系中的横、纵坐标便为 h_1 和 ρ_1 值。

2）选择最佳三层量板　根据已知的 ρ_2、ρ_3 和求出的 ρ_1 值，先计算出 $\mu_2=\rho_2/\rho_1$，$\mu_3=\rho_3/\rho_2$，再按实测曲线的类型和 μ_2、μ_3 值，查找对应的三层量板。若量板册中没有实际参数 μ_2 所对应的量板，则应选一张与 μ_2 值最相近的量板。

3）求中间层厚 h_2　将实测曲线与所选量板对比（方法和二层量板对比解释相同），记下与其重合最好的理论曲线参变量 ν_2^* 值。如果所选量板 μ_2^* 值等于实测曲线的 μ_2 值，则可由 ν_2^* 直接求得 h_2 值，即 $h_2=\nu_2^*\cdot h_1$；如果所选量板 μ_2^* 与实测曲线的 μ_2 值不同，则应进行等值校正，才能得到实际的 h_2 值。

H 型、A 型断面校正公式为 $h_2=\frac{\mu_2}{\mu_2^*}\cdot\nu_2^*\cdot h_1$

K 型、Q 型断面校正公式为 $h_2=\frac{\mu_2^*}{\mu_2}\cdot\nu_2^*\cdot h_1$

〔**实例**〕已知 $\rho_2=12\Omega\cdot m$ 的 H 型实测曲线(图 2-25),求解地电断面参数。

用二层和三层量板解释的步骤如下:

(1)将实测 H 型曲线左支与 D 型二层量板对比,其中 $\mu_2=1/5$ 的理论曲线与其重合,由量板原点在实测坐标系的横、纵坐标分别求得 $h_1=23m$,$\rho_1=63\Omega\cdot m$。

(2)由尾支 45°渐近线得 $\rho_3=\infty$,计算得 $\mu_2=\rho_2/\rho_1=0.19$,$\mu_3=\infty$。

(3)选择三层量板册中与 $\mu_2=0.19$ 最接近的量板 H-$\frac{1}{5}$-∞。将实测曲线与其进行对比,其中 $\nu_2=2$ 的理论曲线重合最好。由于 $\mu_2\neq\mu_2^*$,故需进行等值校正。校正后的第二层厚度为

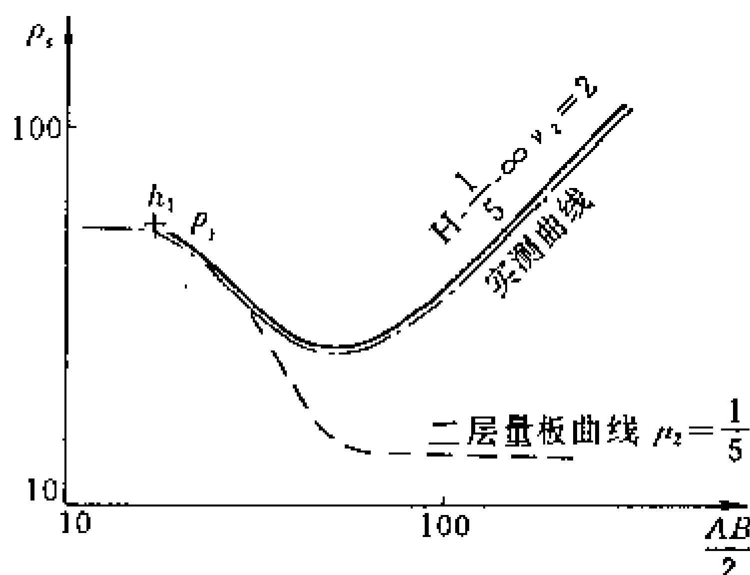


图 2-25 用二层和三层量板解释三层实测曲线

$$h_2=\frac{\mu_2}{\mu_2^*}\nu_2^* h_1=\frac{0.19}{0.20}\times2\times23=43.7\ m$$

(三)*多层曲线解释——辅助量板法*

定量解释四层或四层以上的多层电测深曲线,均以二层或三层曲线定量解释为基础。如解释一条四层曲线时,可先考虑前三层,并完全按上述三层曲线进行解释。求出 h_1、h_2 后,根据已知的 ρ_1、ρ_2 值,再用辅助量板求出与第一、第二层等效的第一代替层的厚度 h_1、h_2 和电阻率 ρ_1、ρ_2。然后,把曲线右支看作三层曲线进行解释。更多层曲线的解释和四层曲线的解释方法完全相同,先后按三层曲线依次进行解释。下面主要介绍辅助量板及其在解释多层电测深曲线中的应用。

1. *代替层的概念和辅助量板*

用二层量板对比三层曲线发现(图 2-26),三层曲线左支与二层量板某一条曲线重合较好,而且第二层厚度(即 ν_2)越大,二者重合越好。此时,量板原点在三层曲线坐标系中的位置就是第一特征点 $O_1(h_1,\rho_1)$。同样,三层曲线右支也类似于二层曲线形状(图 2-26*b*),因此在二层量板中也能找到一条理论曲线与三层曲线左支重合较好,这时量板原点在三层曲线中的位置称为第二特征 $O_2(h_{12},\rho_{12})$。

所谓代替层,实际上就是用厚度为 h_{12}、电阻率为 ρ_{12}的假想层来等效代替第一层和第二层的综合效应,并用 $\mu_2^*=\rho_3/\rho_{12}$的二层曲线代替三层曲线的右支。人们通过对大量曲线的对比研究表明,代替层厚度 h_{12}和电阻率 ρ_{12}与三层曲线类型及其参数 μ_2、ν_2 值有关,对于 H 型曲线,其经验公式为

$$h_{12}^H=h_1+h_2 \tag{2-15}$$

$$\rho_{12}^H=\rho_l=\frac{h_1+h_2}{h_1/\rho_1+h_2/\rho_2} \tag{2-16}$$

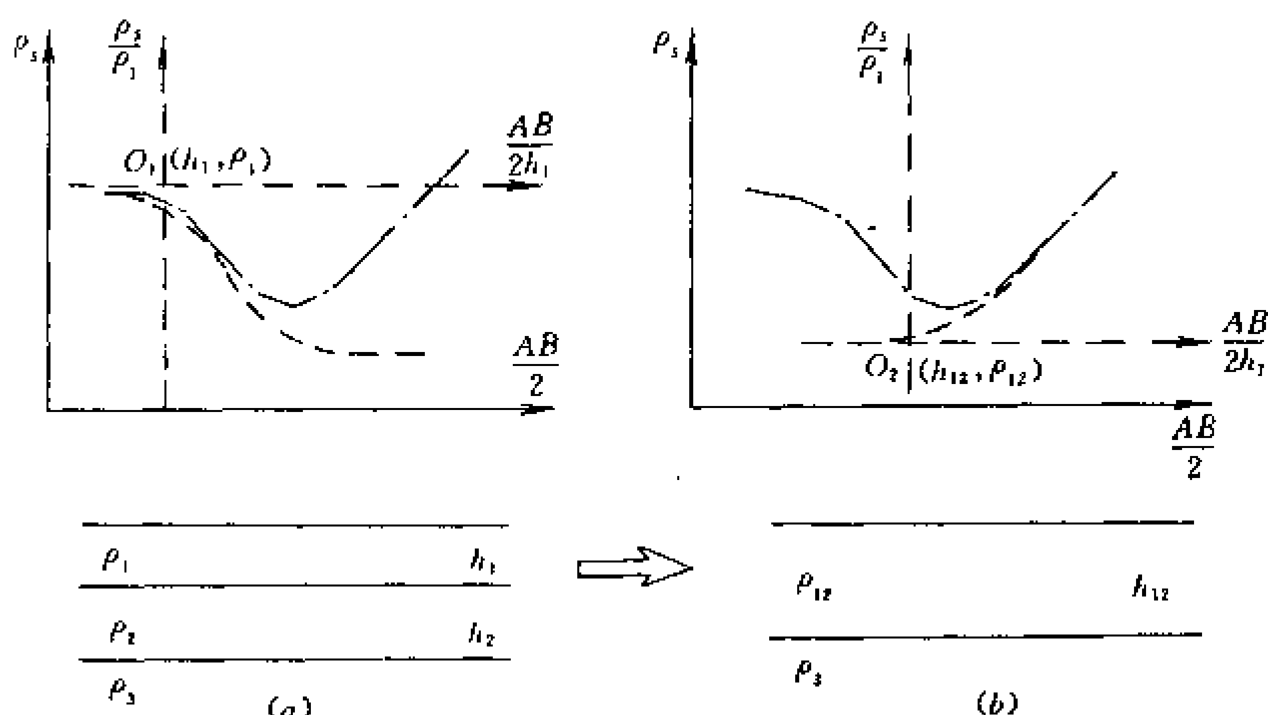


图 2-26 代替层的概念

按三层断面的四种曲线类型，分别根据代替层层参数的经验公式，选取一组 μ_2 和 ν_2 值，计算出相应的 $\rho_{12}/\rho_1 \sim h_{12}/h_1$ 之间的一系列关系曲线，并以 h_{12}/h_1 和 ρ_{12}/ρ_1 为横、纵坐标绘制在模数为 6.25cm 的双对数坐标纸上，便构成了 4 张辅助量板，即 H 型、A_M 型、K_M 型和 Q 型辅助量板。图 2-27 为 H 型和 K_M 型两种辅助量板。

2. 用辅助量板解释多层电测深曲线

用辅助量板既能解释三层曲线，也能解释四层及多层曲线。下面以四层曲线为例，说明用二层量板和辅助量板解释电测深曲线的方法的步骤。

图 2-28 为一孔旁实测电测深曲线，已知 $\rho_2=180\Omega\cdot m$，$\rho_3=15\Omega\cdot m$。

解释步骤如下：

(1)将实测曲线前二层与 G 型量板对比，定出第一特征点位置 O_1，求得 $h_1=7m$，$\rho_1=45\Omega\cdot m$，计算得 $\mu_2=4$。

(2)因为实测曲线前三层为 K 型，故将实测曲线放在 K_M 型辅助量板上，并使 O_1 点与 K_M 上 $\mu_2=4$ 的辅助线之原点重合，保持坐标轴相互平行，在实测曲线透明纸上描下 K_M 上 $\mu_2=4$ 的辅助线，则代替层特征点 $O_2(h_{12},\rho_{12})$ 就在这条辅助线上。

(3)将实测曲线放在 D 型两层量板上，二者坐标轴保持相互平行，并使量板坐标原点沿描下的 K_M 上 $\mu_2=4$ 的辅助线移动，直到有一条理论曲线与实测曲线中段重合最佳为止，实例中 $\mu_2^*=1/4$，此时 D 型量板原点在实测曲线坐标中的位置即为 O_2 的位置，由其读得 $h_{12}=35m$，$\rho_{12}=120\Omega\cdot m$，计算得 $\rho_3/\rho_{12}=1/8$。

(4)再将实测曲线放回 K_M 辅助量板上，仍使 O_1 点与 K_M 上 $\mu_2=4$ 的辅助线原点重合并保持二者坐标轴相互平行，读出 K_M上过 O_2 点的 ν_2 辅助线的 $\nu_2=3.1$，由此计算出 $h_2=\nu_2\cdot h_1=3.1\times7=21.7m$。

(5)由于实测曲线后三层为 H 型，故将其放在 H 型辅助量板上，且使 O_2 点与量板原点重合，描下 $\mu_2^*=1/4$ 的辅助线。由 ρ_{12}和 ρ_3 构成的代替层特征点 $O_3(h_{123},\rho_{123})$应在这条辅助线上。

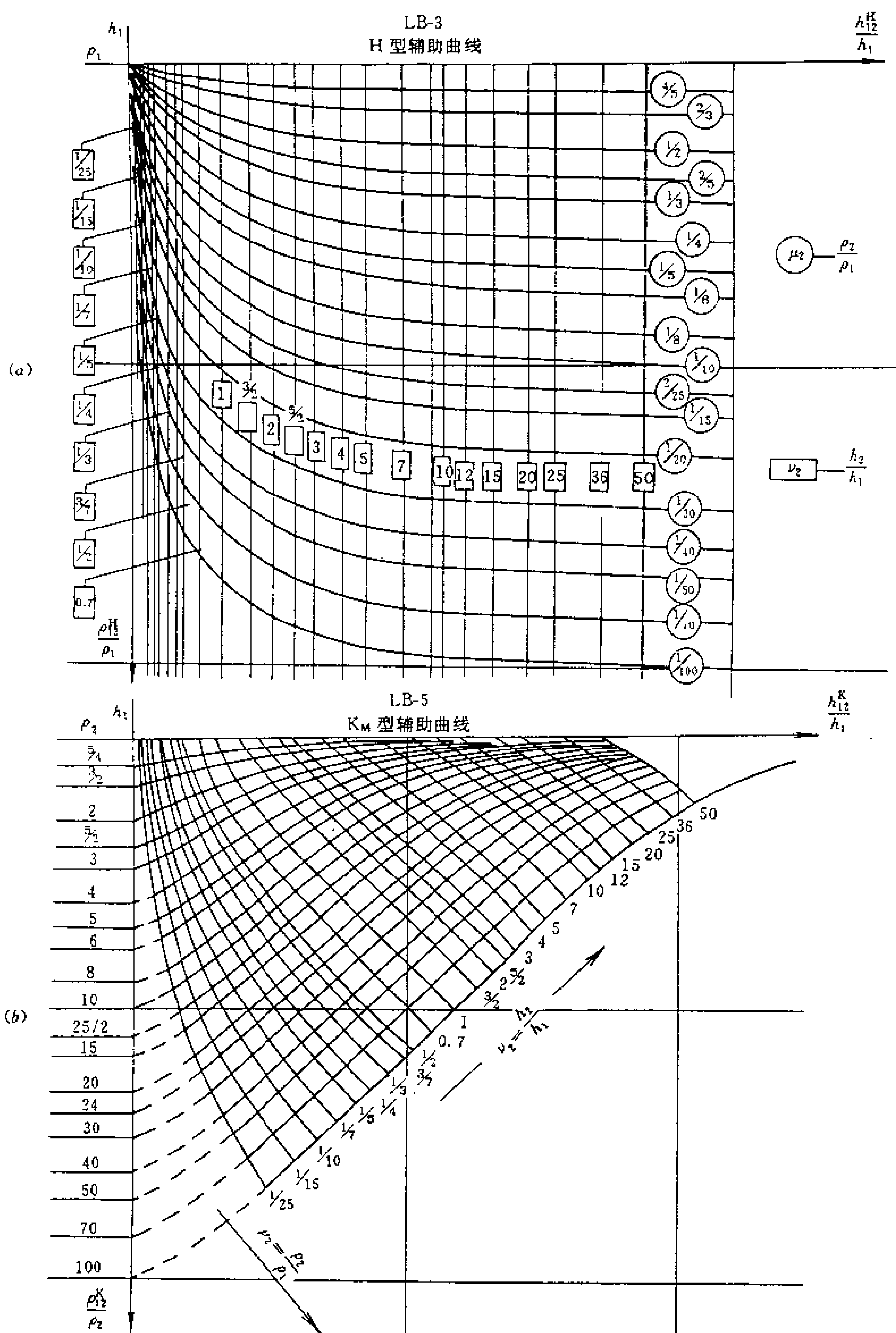


图 2-27　对称电测深辅助量板

a—H 型辅助量板；b—K_M 型辅助量板

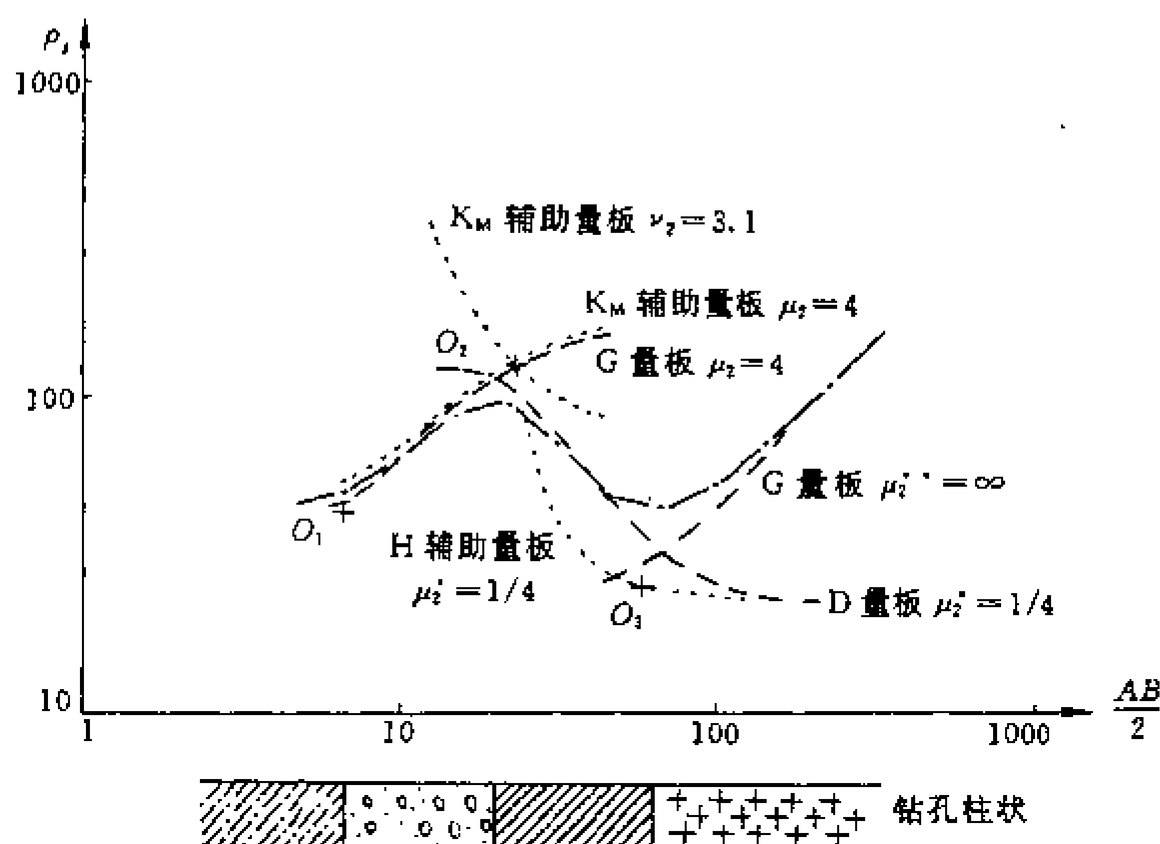


图 2-28 用二层量板和辅助量板解释四层电测深曲线

(6)将实测曲线置于 G 型量板上,并使坐标原点沿描下的 H 型助量板上 $\mu_2^{*}=1/4$ 的辅助线移动,同时要保持坐标轴相互平行,直到有一条二层理论曲线与实测曲线尾支重合最好为止,此时 G 型量板坐标原点在实测曲线坐标系中的位置即为 O_3 点的位置,由此读得 $h_{123}=70\text{m}$,$\rho_{123}=36\Omega\cdot\text{m}$,根据经验公式(2-15),直接计算出 $h_3=h_{123}-h_{12}=70-35=35\text{m}$。

至此,求得四层断面的全部参数如下:

$h_1=7$ m,　　$\rho_1=45\ \Omega\cdot$m

$h_2=21.7$ m,　　$\rho_2=180\ \Omega\cdot$m

$h_3=35$ m,　　$\rho_3=15\ \Omega\cdot$m

$\rho_4=\infty$(由 45°渐近线直接得到)

需要指出,断面的地电层数越多,用辅助量板解释的累积误差也越大。解释结果的精度还取决于中间层厚度的大小。厚度越大,精度越高。此外,如果中间层电阻率未知,那么只能求得各层参数的等值解或粗略的近似解。

二、水平层电测深曲线的数值解释

用计算机反演解释水平层电测深曲线的数值方法主要有拟合电阻率转换函数 $T(\lambda)$法和直接拟合视电阻 $\rho_s(r)$法两种。目前,应用较广的是最优化法拟合电阻率转换函数 $T(\lambda)$的解释方法。这里简单介绍这种方法的基本原理。

拟合电阻率转换函数解释 $\rho_s(r)$曲线的基本过程如下:

(1)根据实测 $\rho_s(r)$曲线,估计地电断面的初始层参数值 $P^0(\rho_1^0,\rho_2^0,\cdots,\rho_n^0,h_1^0,h_2^0,\cdots,h_{n-1}^0)$,并计算转换函数的理论值 $T_L(\lambda)$。

(2)由实测 $\rho_s(r)$曲线计算转换函数的实际值 $T_S(\lambda)$。

(3)将 $T_L(\lambda)$与 $T_S(\lambda)$比较,计算二者的拟合差。

(4)如果拟合差达到事先给定的精度要求,则可把理论 $T_L(\lambda)$曲线的地电参数作为实测

曲线的解释结果；否则，计算机将自动修正层参数，并重新计算理论 $T_L(\lambda)$ 值，然后再与 $T_S(\lambda)$ 比较，直到二者的拟合差达到精度要求为止。

由此过程可知，拟合电阻率转换函数的计算机解释方法，关键在于求取转换函数 $T(\lambda)$ 的理论值和实际值，以及如何计算层参数的修正量。

（一）电阻率转换函数的定义及其递推计算公式

1. 转换函数 $T(\lambda)$ 的定义

对于点电源 $A(I)$ 的任意 n 层水平地电断面（图 2-29），地面上任一点的电位 $U_1(r)$ 的解析表达式为

$$U_1(r) = \int_0^\infty \left[\frac{\rho_1 I}{2\pi} + 2B_1(\lambda)\right] J_0(\lambda r)\mathrm{d}\lambda \tag{2-17}$$

式中 $J_0(\lambda r)$——零阶贝赛尔函数；

$B_1(\lambda)$——积分变量 λ 的函数，其值由各层电阻率和厚度决定，故称核函数。令

$$B_1(\lambda) = \frac{\rho_1 I}{2\pi} B(\lambda) \tag{2-18}$$

则
$$U_1(r) = \frac{I\rho_1}{2\pi}\int_0^\infty [1 + 2B(\lambda)] J_0(\lambda r)\mathrm{d}\lambda \tag{2-19}$$

将对式(2-19)中的 r 微分，并代入 $MN \to 0$ 时 ρ_s 的表达式

$$\rho_s(r) = 2\pi r^2 \frac{E}{I} = \frac{2\pi r^2}{I}\left(-\frac{\partial U_1(r)}{\partial r}\right)$$

$$\rho_s(r) = \rho_1 r^2 \int_0^\infty [1 + 2B(\lambda)] J_1(\lambda r)\mathrm{d}\lambda \tag{2-20}$$

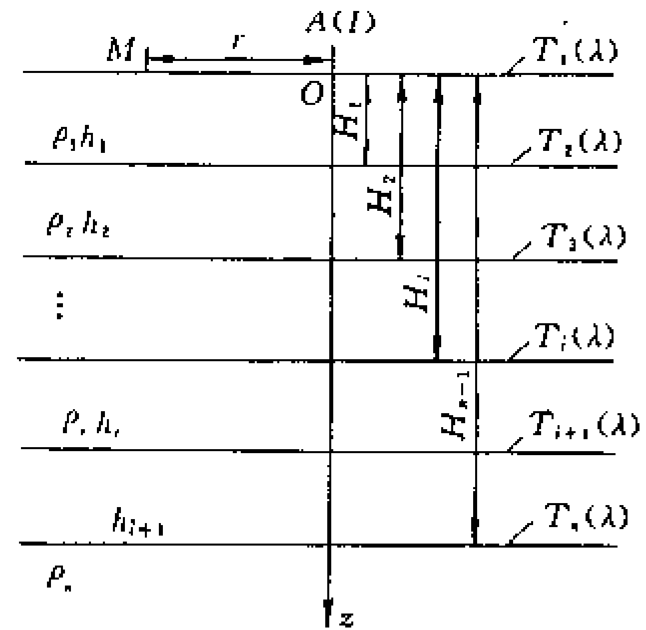


图 2-29 多层水平地电断面模型

式中，$r = AB/2$；$J_1(\lambda r)$ 为一阶贝赛尔函数。令

$$T_1(\lambda) = \rho_1[1 + 2B(\lambda)] \tag{2-21}$$

则有

$$\rho_s(r) = r^2 \int_0^\infty T_1(\lambda) J_1(\lambda r)\lambda \mathrm{d}\lambda \tag{2-22}$$

显然，$T_1(\lambda)$ 只是表征地电断面性质的函数，其值只与各层电阻率及厚度有关，而与电极距 r（$r = AB/2$）无关，因此便将 $T_1(\lambda)$ 定义为地表面的电阻率转换函数。对于多层介质，各层层顶面都有一个与之对应的转换函数，分别用 $T_1(\lambda), T_2(\lambda), T_3(\lambda), \cdots, T_i(\lambda), T_{n-1}(\lambda), T_n(\lambda)$（图 2-29）。

2. 求转换函数 $T_1(\lambda)$ 理论值的递推公式

转换函数 $T_1(\lambda)$ 具有递推性质，若已知地电断面的层参数，可以方便地编写程序进行计算。在此略去繁琐的推导，直接给出用递推公式求电阻率转换函数的一般表达式

$$\left.\begin{aligned} T_i(\lambda) &= \rho_i \frac{\rho_i(1 - \mathrm{e}^{-2\lambda h_i}) + T_{i+1}(\lambda)(1 + \mathrm{e}^{1+2\lambda h_i})}{\rho_i\rho_i(1 + \mathrm{e}^{-2\lambda h_i}) + T_{i+1}(\lambda)(1 - \mathrm{e}^{1-2\lambda h_i})} \\ T_n(\lambda) &= \rho_n \end{aligned}\right\} \tag{2-23}$$

式(2-23)具有向上的递推性质。如图 2-29 所示，给定层参数（ρ_i, h_i）之后，已知最底层转换函数 $T_n(\lambda) = \rho_n$，根据式(2-23)就可自下而上求出地表层顶面的转换函数 $T_1(\lambda)$ 的理论值 [$T_L(\lambda)$]。

（二）用数字滤波法求实测 $\rho_s(r)$ 曲线的转换函数 $T(\lambda)$

将式(2-29)改写成

$$\frac{\rho_s(r)}{r^2} = \int_0^{\infty} T_1(\lambda) \cdot J_1(\lambda r) \cdot \lambda \cdot \mathrm{d}\lambda \tag{2-24}$$

对式(2-24)进行汉克尔变换，可得

$$T_1(\lambda) = \int_0^{\infty} \frac{1}{r}\rho_s(r)J_1(\lambda r)\mathrm{d}\lambda \tag{2-25}$$

考虑到电测深曲线绘制在双对数坐标纸上，为了便于对比，需作变量代换。

令 $$r = \mathrm{e}^x, \qquad \lambda = \mathrm{e}^{-y} \tag{2-26}$$

并令 $$T(y) = T_1(\mathrm{e}^{-y}), \qquad \rho_s^*(x) = \rho_s(\mathrm{e}^x) \tag{2-27}$$

便得到 $$T(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_s^*(x)J_1^*(y-x)\mathrm{d}x \tag{2-28}$$

式中，$J_1^*(y-x) = J_1(\mathrm{e}^{x-y})$。

显然，式(2-28)的褶积运算为空间域数字滤波的表达式。若将 $J_1^*(y-x)$ 视为数字滤波器的滤波因子，则当输入信号为 $\rho_s^*(r)$ 时，滤波器的输出信号便为 $T(y)$。由此可知，由实测 $\rho_s(r)$ 曲线计算电阻率转换数值 $T(y)$ 的运算实质上是一个数字滤波过程。

实际计算时，必须将式(2-28)化为离散取值形式。通过对各种地电断面的 $\rho_s^*(r)$ 曲线进行频谱分析，并根据采样定理，得出电阻率转换函数 $T(y)$ 的离散取值表达式为

$$T(j,\Delta x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \rho_s^*(k\Delta x) b[(j-k)\Delta x] \tag{2-29}$$

其中 $$b[(j-k)\Delta x] = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin\frac{\pi\mu}{\Delta x}}{\pi\mu/\Delta x} J_1^*[(j-k)\Delta x - \mu]\mathrm{d}\mu \tag{2-30}$$

式中 $\rho_s^*(k\Delta x)$——$\rho_s^*(x)$ 的离散值；

Δx——采样间隔。

$b[(j-k)\Delta x]$ 称为反演滤波系数，实际计算时，其个数是有限的，用 l 和 L 分别表示滤波系数的起止编号，并略去 Δx 不写，则式(2-29)可写成

$$T_S(j) = \sum_{j-k=l}^{L} \rho_s^*(k) \cdot b(j-k) \tag{2-31}$$

滤波系数只与电极装置形式有关，一但求出，便可适合各种地电断面。

（三）用最优化的方法求修正层参数

下面用 $T_L(j)$ 和 $T_S(j)$ 分别表示电阻率转换函数的理论值和实际值。用对数型误差 $F(P)$ 表示二者的拟合精度。即

$$F(P) = \sum_{j=1}^{M} [\ln T_S(j) - \ln T_L(j,P)]^2 \tag{2-32}$$

式中 P——层参数 $\rho_1,\rho_2,\cdots,\rho_n$ 以及 $h_1,h_2,\cdots,h_{n-1}$；

m——电极距 $AB/2$ 的采样个数；

$F(P)$——目标函数。

将 $T_L(j,P)$ 在 P^0（初始层参数）点展开成泰勒级数，略去二次及二次以上的高次项，便得到其线性化的表达式

$$\ln T_L(j,P) = \ln T_L(j,P^0) + \sum_{k=1}^{2N-1} \frac{\partial \ln T_L(j,P^0)}{\partial P_k} \cdot \Delta P_k \tag{2-33}$$

式中 N ——地电断面的层数；

P_k ——第 k 个地电参数；

ΔP_k ——第 k 个参数的校正量(或称步长)。

将式(2-33)代入式(2-32)，便得线性化后的目标函数表达式

$$F(P)=\sum_{j=1}^{m}\left[\ln T_S(j)-\ln T_L(j,P^0)-\sum_{k=1}^{2N-1}\frac{\partial \ln T_L(j,P^0)}{\partial P_k}\cdot\Delta P_k\right]^2 \tag{2-34}$$

上述表示将层参数修改 ΔP，使它从 P^0 变为 $P^1=P^0+\Delta P$ 后的拟合差，故只要使 $F(P)$ 取极小值就可得到修正量 ΔP，而求多元函数极小值的充分条件是其全部偏导数为零，即

$$\frac{\partial F(P)}{\partial(\Delta P_i)}=\sum_{j=1}^{m}\left[\ln T_L(j)-\ln T_L(j,P^0)-\sum_{k=1}^{2N-1}\frac{\partial \ln T_L(j,P^0)}{\partial P_k}\cdot\Delta P_k\right]\cdot\frac{\partial \ln T_L(j,P^0)}{\partial P_i}$$

$$(i=1,2,\cdots,2N-1) \tag{2-35}$$

式(2-35)为 $2N-1$ 个未知数 $\Delta P_1,\Delta P_2,\cdots,\Delta P_{2N-1}$ 的 $2N-1$ 个线性联立方程组，解此方程组，便可求出使 $F(P)$ 达到极小点的最佳步长 ΔP。实际上由于对 T_L 作了近似线性化，故由此求得的 ΔP 并未使 $F(P)$ 达到极小点，而只是向极小点靠近一步，达到了 P^1 点($P^1=P^0+\Delta P$)。为了达到极小点，应再从 P^1 点开始再用近似线性化的办法形成新的线性方程组，求得另一个层参数校正步长 ΔP^2，对参数 P^1 作修正，如此反复逐次迭代逼近，直到 $T_L(j,P^*)$ 与 $T_S(j)$ 拟合达到事先给定的精度要求为止。这时 $T_L(j,P^*)$ 所对应的层参数 P^* 便可作为最后解释结果。这一求层参数的过程就是最小二乘法的最优化过程。

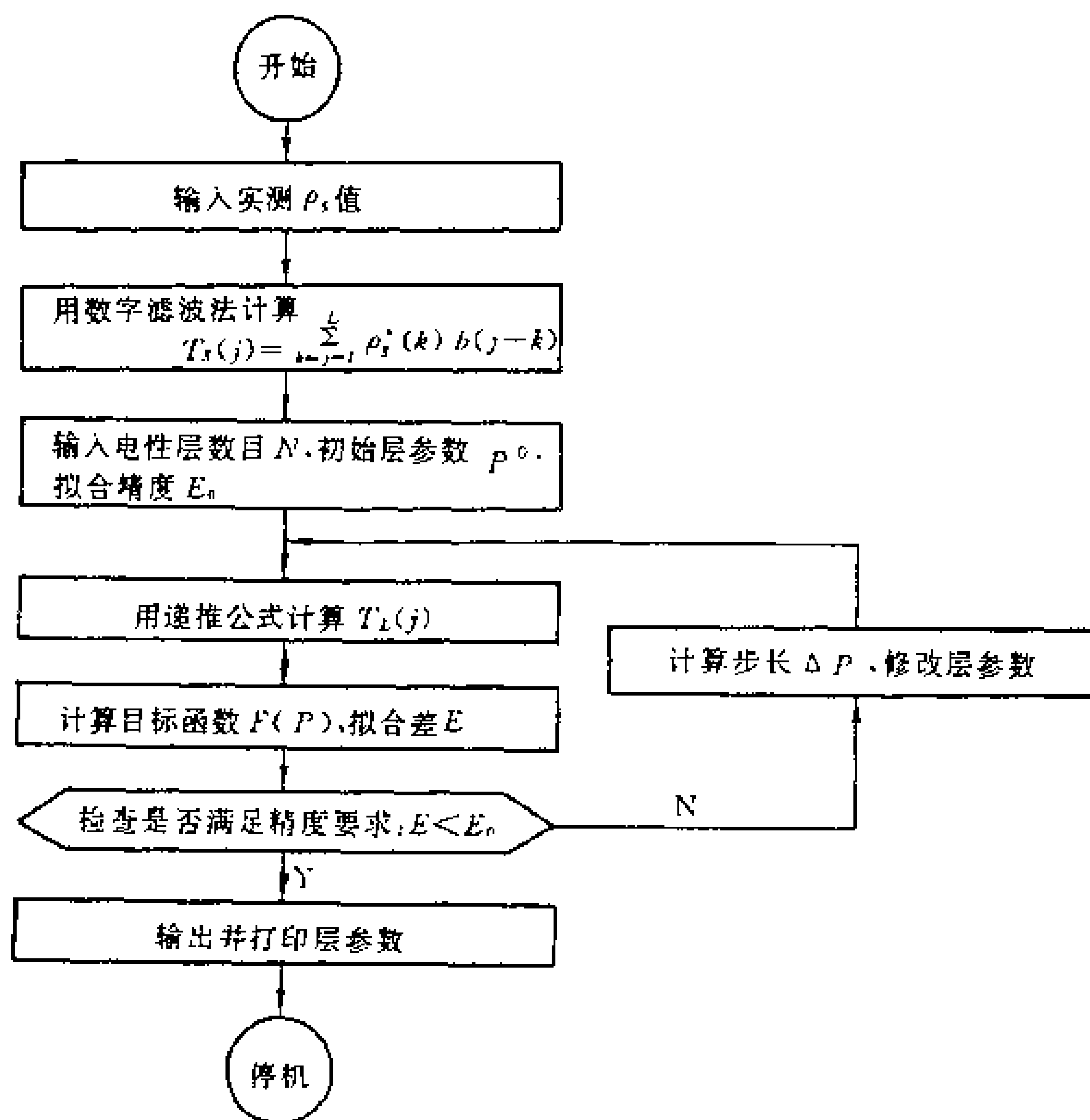


图 2-30 拟合电阻率转换函数反演解释程序框图

图 2-30 为最优化法拟合电阻率转换函数 $T(\lambda)$的计算机反演解释程序粗框图。

三、电测深法在勘查基岩岩溶裂隙水中的应用

在基岩岩溶裂隙水的勘查中，虽可以选用不同的物探方法，但电测深法仍是行之有效的重要物探方法之一。

1. 物理前提及任务

可溶性碳酸盐岩类地层的分布范围约占我国国土面积的 14%，我国北方的许多重要煤田大部分都有碳酸盐岩地层。在这类岩石中赋存的岩溶裂隙水，既是大规模供水的主要对象，但也是煤矿发生水患的重要根源。完整的灰岩电阻率高达数千欧姆米，但岩溶裂隙发育的灰岩含水层电阻率可降低到数百欧姆米以下，两者之间存在着明显的电性差异，通常相差数倍乃至数十倍，这就为电阻率法勘查岩溶裂隙水提供了有利的物理前提。

用电阻率法确定岩溶裂隙发育带，解决供水和煤矿治水问题时，在高阻的碳酸盐岩类地层中寻找低阻带，一般都能取得较好的效果，运用电测深法勘查发现埋深达 200～500m 的岩溶裂隙水的方法和技术已日趋成熟。

电测深法在勘查基岩岩溶裂隙水中的主要任务是：在初步掌握测区的地质、水文地质特征的基础上，通过物探施工，圈定岩溶裂隙发育的富水部位及分布范围，或者直接为钻探提供井位。

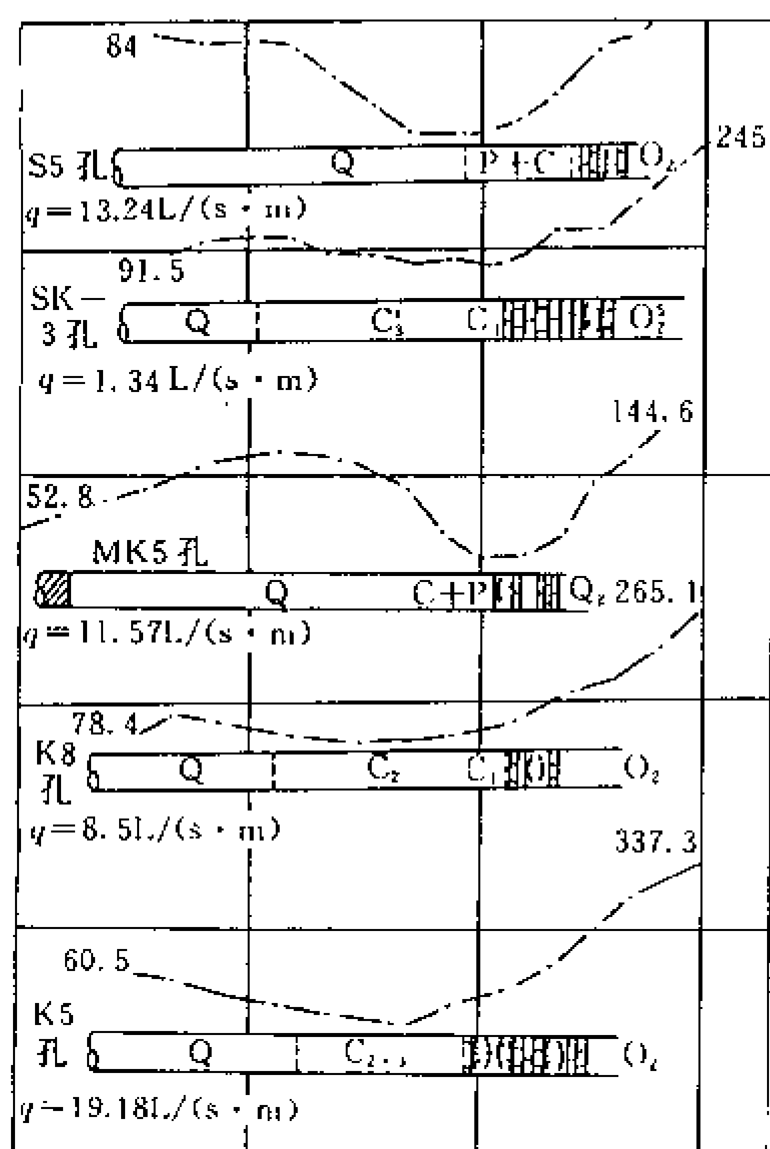


图 2-31　岩溶发育区电测深曲线

2. 应用实例

完整、致密、不含水的灰岩，其电测深曲线的尾支一般呈 45°渐近线上升。但在岩溶发育地带的电测深曲线尾支渐近线则往往发生畸变，或呈小于 45°的直线上升。图 2-31 为我国某岩溶地区施工的 5 个钻孔柱状及孔旁电测深曲线。5 条孔旁测深曲线的左支渐近线均因含水岩溶裂隙的存在而发生畸变。如 MK5 孔的曲线左支在岩溶发育部位严重下凹，呈现 H 型；S5 孔、SK－3 孔的曲线左支呈现台阶状畸变；K8、K5 钻孔曲线的左支渐近线在岩溶发育段上升斜率变缓。图中所标各孔水量均为灰岩段单位涌水量 q〔(单位:L/(s·m)〕。

图 2-32 为某岩溶发育区视电阻率等值线断面图。该剖面覆盖层厚度仅 10m 左右，基底均为灰岩。一般高阻等值线有规律的变化，多反映基底灰岩的起伏形态。但在岩溶发育且富含地下水的地段，ρ_s 等值线的急剧弯曲和起伏，反映了灰岩介质电性极不均匀的特征，这正是岩溶发育在地电断面上的反映。由图可知，在赋存灰岩的部位，如测点 2、3、4、5、8、11、14、22、23 号附近，出现低阻等值线形成闭合或半闭合圈形态的低阻异常，这种异常反映了岩溶裂隙发育的富含水地段。

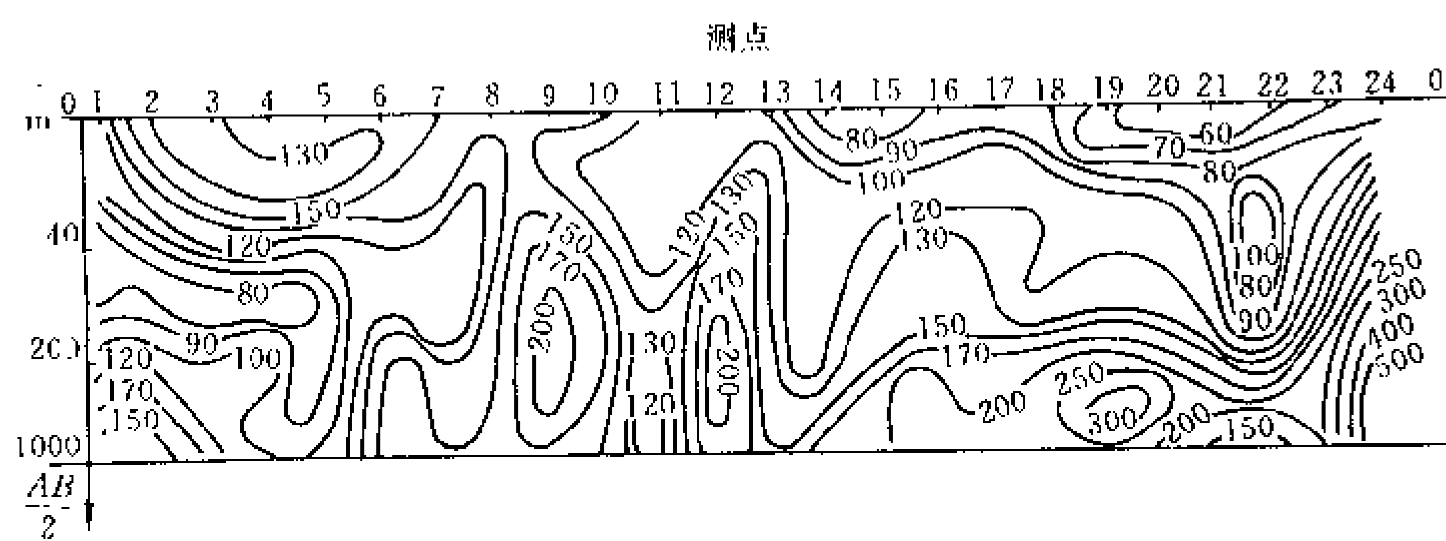


图 2-32　某岩溶发育区视电阻率等值线断面图

第三章 电阻率剖面法

电阻率剖面法简称电剖面法。它与电测深法的主要区别在于：前者各个电极间的距离固定不变（勘探深度不变），整个观测装置沿测线方向逐点移动并进行测量，以获得地下一定深度范围内地电断面沿水平方向的变化；而后者则是通过改变电极距的大小（改变勘探深度），来探测地电断面沿深度方向的变化。

电剖面法不仅可以在水文地质和工程地质中划分不同岩性陡立接触带、岩脉，追索构造破碎带、地下暗河和古河床等，而且在煤矿能用来查明老窑范围及充水情况等。

电剖面法资料解释是在已知地电断面的理论计算和模型实验的基础上，通过分析电剖面 ρ_s 曲线异常特征来确定其解释方法。解释方法以定性解释为主。

第一节 电剖面法概述

电剖面法包括多种方法（表 3-1）。在水文地质及工程地质中常用的有联合剖面法、对称剖面法、中间梯度法以及偶极剖面法。

一、电剖面法野外工作技术

1. 电极距的选择

供电电极距 AO 的选择需考虑的因素是：探测目标的覆盖层厚度 H、规模，以及地电断面产状、相邻地电体的影响及其它干扰等。表 3-1 给出了各种装置的供电极距 $AB/2$ 与覆盖层厚度 H 的关系。

测量电极距 MN 的大小应在满足 $1/30 \leqslant MN/AB \leqslant 1/3$ 的条件下，根据地质任务和测区具体情况进行选择。较大的 MN 极距，可以获得较高的 ΔU_{MN} 观测值，有利于避免干扰和提高观测精度。但 MN 选的过大，会影响探测深度，降低对探测目标的分辨能力。实际工作中，常选取 MN 等于点距或数倍点距，以方便野外施工，提高工作效率。

2. 测网布置

测线方向应与地层走向或主要构造线走向垂直，测线之间尽量保持相互平行。测网密度应根据地质任务的要求和工作比例尺确定。表 3-2 为常见工作比例尺与测网密度之间的关系。

需要指出，在探测溶洞、陷落柱及老窑采空区的电剖面法工作中，应根据探测体的空间分布范围和大小适当加密线距和点距，以避免漏掉异常体。

3. 野外测量

根据所选用的电剖面法装置形式，计算装置系数 K，然后按施工设计和要求逐线逐点观测 ΔU_{MN} 和 I_{AB}，并按公式

$$\rho_s = K\frac{\Delta U_{MN}}{I_{AB}}$$

计算视电阻率 ρ_s 值。同时，以测点位置和 ρ_s 值为横、纵坐标绘制电剖面 ρ_s 曲线草图，并注明测点附近的特殊地形、地貌、岩石露头及干扰体等情况，以供解释时参考。

表 3-1 电剖面法装置

方法名称		装置图示及 K 值计算公式	电极距选择	说明
联合剖面法		$K=\frac{2\pi\cdot AM\cdot AN}{MN}$	$AO=BO=\frac{AB}{2}$ $\frac{AB}{2}=(5\sim10)H$ $MN=(\frac{1}{3}\sim\frac{1}{10})AO$	H 为浮土厚度； C 极置于无穷远； MN 等于点距或 2 倍点距
对称剖面法	对称四极法	$K=\frac{\pi\cdot AM\cdot AN}{MN}$	$\frac{AB}{2}=(3\sim5)H$	$AM=MN=NB$ 时称为温纳尔装置； $AB\gg MN$ 时称为什仑贝尔格装置
	复合对称四极法	K_{AMNB}，$K_{A'MNB'}$ 计算公式同上	$\frac{AB}{2}=(3\sim5)H$ $\frac{A'B'}{2}=(1\sim2)H$	$A'B'$ 小电极距反映浅部情况； AB 大电极距反映深部情况
中间梯度法	主测线	$K=\frac{2\pi\cdot AM\cdot AN\cdot BM\cdot BN}{MN(AM\cdot AN+BM\cdot BN)}$	$\frac{AB}{2}=(35\sim40)H$ $MN\leqslant(\frac{1}{15}\sim\frac{1}{25})\frac{AB}{2}$	AB 固定，MN 在主测线中段(1/2～1/3)范围内逐点测量或在相距为 D 与主测线平行的相邻测线的(1/2～1/3)AB 范围内观测；每点 K 值或 K_D 值皆变化
	相邻测线	$K_D=\frac{2\pi}{1/AM-1/AN-1/BM+1/BN}$		
偶极剖面法	单边轴向偶极	若 $AB=MN=a$，$BM=na$ $K=-\pi n(n+1)(n+2)a$	$OO'=(3\sim5)H$ $OO'=(4\sim10)AB$ 通常 $AB=MN$ 或 $AB=(1\sim3)MN$	O(AB 中点)与 O'(MN 中点)的距离 OO' 称为电极距
	双边轴向偶极	$K=\frac{2\pi\cdot AM\cdot AN\cdot BM\cdot BN}{MN(AM\cdot AN-BM\cdot BN)}$		
	赤道偶极	$K=\frac{2\pi}{1/AM-1/AN-1/BM+1/BN}$		

表 3-2 电剖面测网密度与工作比例尺的关迪系

比　例　尺	线　距，m	点　距，m
1∶25000	250	100
1∶10000	100～200	50～80
1∶5000	50～100	20～40
1∶2000	20～40	10～20

二、对称四极剖面与联合剖面的关系

联合剖面装置实际上是两个三极排列的组合。根据视电阻率 ρ_s 值与电流密度的关系式(1-44)，可以写出两个三极装置 $\overrightarrow{AMN\infty}$ 和 $\overrightarrow{\infty MNB}$ 的 ρ_s 值表达式

$$\left.\begin{aligned}\rho_s^A &= \frac{j_{MN}^A}{j_0^A}\rho_{MN}\\ \rho_s^B &= \frac{j_{MN}^B}{j_0^B}\rho_{MN}\end{aligned}\right\}\tag{3-1}$$

而相同极距($AB/2=AO$)的对称四极剖面 ρ_s 表达式为

$$\rho_s^{AB}=\frac{j_{MN}^{AB}}{j_0^{AB}}\rho_{MN}\tag{3-2}$$

根据电场叠加原理，式(3-2)可改写成

$$\rho_s^{AB}=\frac{j_{MN}^A+j_{MN}^B}{j_0^A+j_0^B}\cdot\rho_{MN}$$

因为 $AO=BO$，所以 $j_0^A=j_0^B$，由此可得

$$\rho_s^{AB}=\frac{1}{2}\left(\frac{j_{MN}^A}{j_0^A}+\frac{j_{MN}^B}{j_0^B}\right)=\frac{1}{2}(\rho_s^A+\rho_s^B)\tag{3-3}$$

显然，对称四极剖面 ρ_s^{AB} 值为相同极距联合剖面 ρ_s^A 和 ρ_s^B 的平均值。

第二节　联合剖面法

联合剖面法 ρ_s 曲线具有异常特征明显、分辨能力强、有利于突出低阻异常等优点，故在水文地质和工程地质中经常用于探测和研究含水断裂破碎带及岩溶发育等情况。

一、野外工作方法

图 3-1 是联合剖面法野外工作布置示意图。A、M、N、B 四个电极沿同一测线并以测点 O 对称布置。共用的无限远极 C 沿测区基线(测线的中垂线)方向布置，并要求与最近的测线距离大于 5 倍 AO 电极距，即 $CP>5AO$。工作中保持 A、M、N、B 电极间的距离不变，沿测线逐点移动，在每一个测点上分别用 AC 回路和 BC 回路供电，获得两个视电阻率值 ρ_s^A 和 ρ_s^B，从而在一条测线上可得到 ρ_s^A 和 ρ_s^B 两条视电阻率曲线。作图时，习惯规定 ρ_s^A 用实线表示，ρ_s^B 用虚线表示。

二、典型地电断面上的联合剖面 ρ_s 理论曲线

(一)垂直接触面上的联合剖面 ρ_s 理论曲线

1. 视电阻率 ρ_s^A、ρ_s^B 表达式

ρ_s^A 表达式如下：

(1)当 A 极和 O 点(MN 中点)均在 ρ_1 岩石上时

$$\rho_s^A(1,1)=\rho_1[1-\frac{K_{12}L^2}{(2D-L)^2}] \quad (3\text{-}4)$$

式中 D——A 点到分界面的距离；

$L=AO$。

(2)当 A 极在 ρ_1 岩石上，O 点进入 ρ_2 岩石时

$$\rho_s^A(1,2)=\frac{2\rho_1\rho_2}{\rho_1+\rho_2} \quad (3\text{-}5)$$

(3)当 A 极和 O 点都进入 ρ_2 岩石时

$$\rho_s^A(2,2)=\rho_2[1-\frac{K_{12}L^2}{(2D+L)^2}] \quad (3\text{-}6)$$

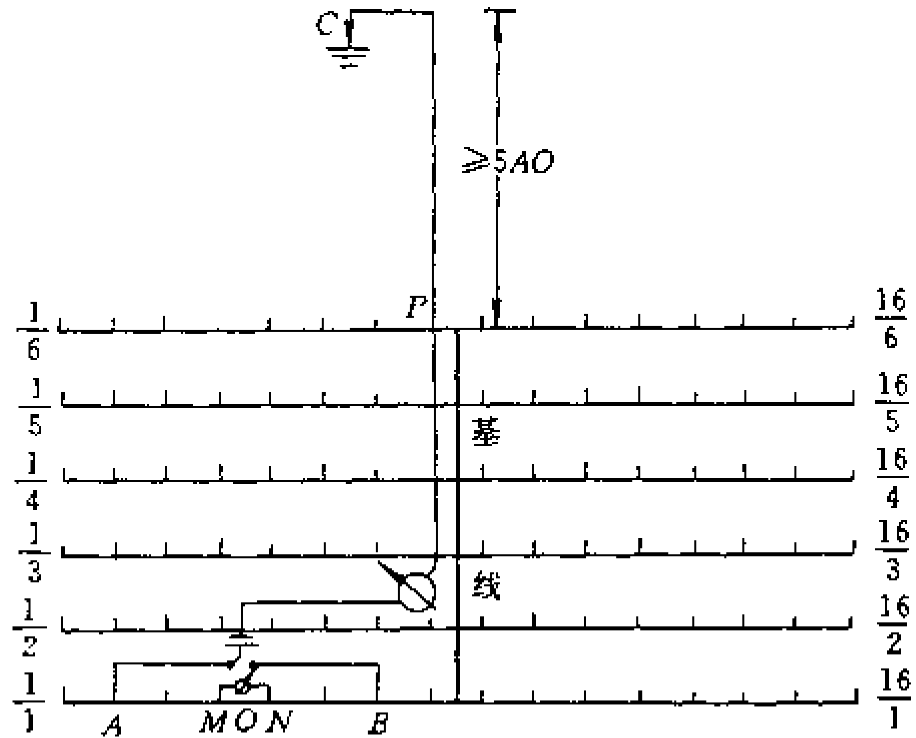


图 3-1　联合剖面法野外工作布置示意图

图中右侧，分子表示测点号，分母表示测线号

ρ_s^B 表达式如下：

(1)当 O 点和 B 极均在 ρ_1 岩石中时

$$\rho_s^B(1,1)=\rho_1[1+\frac{K_{12}L^2}{(2D+L)^2}] \quad (3\text{-}7)$$

(2)当 O 点在 ρ_1 岩石上，B 极进入 ρ_2 岩石时

$$\rho_s^B(1,2)=\frac{2\rho_1\rho_2}{\rho^1+\rho_2} \quad (3\text{-}8)$$

(3)当 O 点和 B 极均进入 ρ_2 岩石时

$$\rho_s^B(2,2)=\rho_2[1+\frac{K_{12}L^2}{(2D-L)^2}] \quad (3\text{-}9)$$

2. 联合剖面 ρ_s 曲线异常特征

图 3-2 为根据上述 ρ_s 表达式计算出的联合剖面 ρ_s^A、ρ_s^B 理论曲线，它们具有以下特征：

(1)当 $\rho_1>\rho_2$ 时(图 3-2a)，ρ_s^A 在界面处有极大值 $\rho_{s\max}^A=2\rho_1^2/(\rho_1\rho_2)$，而 ρ_s^B 有极小值 $\rho_{s\min}^B=2\rho_2^2/(\rho_1+\rho_2)$，二者最大差值 $\rho_{s\max}^A-\rho_{s\min}^B=2(\rho_1-\rho_2)$ 为界面两边岩石电阻率差值的 2 倍。ρ_s^A 和 ρ_s^B 分别在界面两侧出现 ρ_s 值等于 $2\rho_1\rho_2/(\rho_1+\rho_2)$ 的平直段，其长度等于电极距 AO(或 OB)。

(2)当 $\rho_1<\rho_2$ 时(图 3-2b)，ρ_s^B 在分界面处有极大值 $\rho_{s\max}^B=2\rho_2^2/(\rho_1+\rho_2)$，而 ρ_s^A 则有极小值 $\rho_{s\min}^A=2\rho_1^2/(\rho_1+\rho_2)$，其它特征与 $\rho_1>\rho_2$ 情况相似。

(3)对于 $MN\neq0$ 且存在覆盖层的联合剖面 ρ_s 模型实验曲线(图 3-2c)，相对理论 ρ_s 曲线不仅变圆滑而且异常幅度也减小。当 $\rho_1>\rho_2$ 时，在分界面处 ρ_s^A 曲线形成较陡的阶梯，界面位置大约在极大值下降的 1/3 处。而 ρ_s^B 曲线变得更加平缓，故难以分辨确定分界面位置。若 $\rho_1<\rho_2$，在分界面处 ρ_s^B 与 ρ_s^A 的异常特征具有同 $\rho_1>\rho_2$ 时相反的形态。

下面根据电流密度与视电阻率之间的关系式 $\rho_s^A=\frac{j_{MN}^A}{j_A^o}\cdot\rho_{MN}^A$ 对图 3-2a 中的 ρ_s^A 理论联合

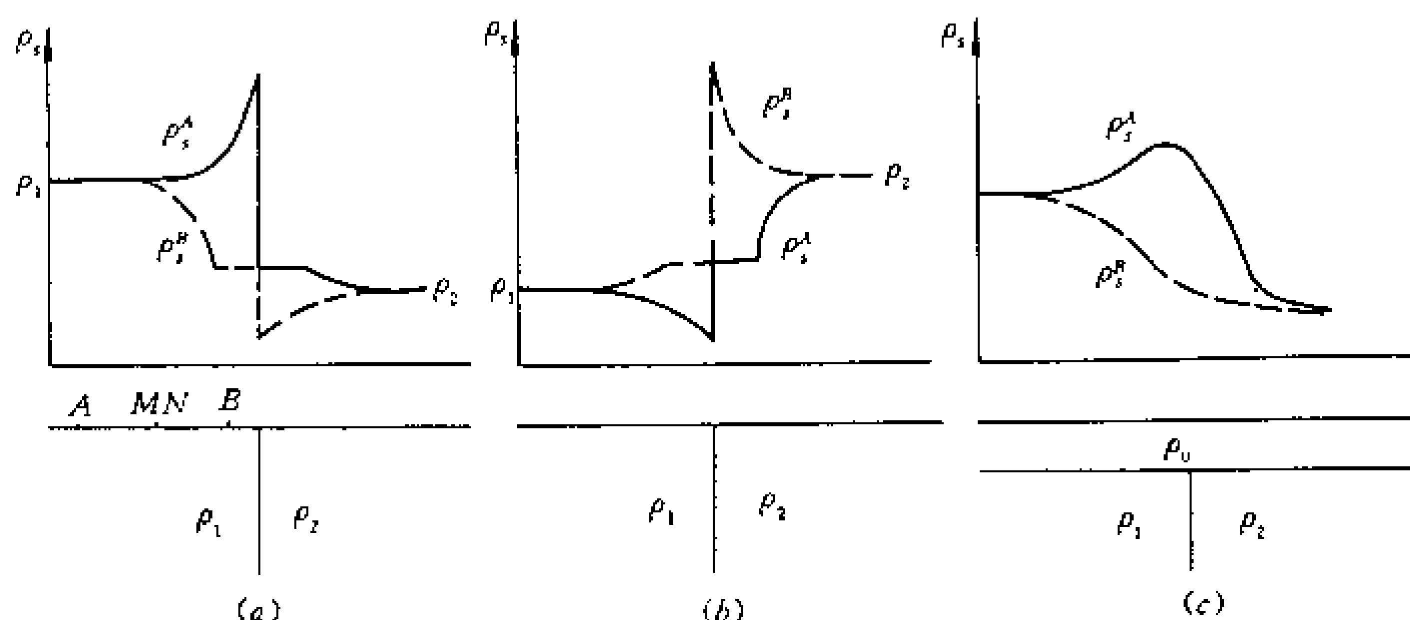


图 3-2 垂直接触面上联合剖面 ρ_s 理论曲线及实验曲线

$a-\rho_1>\rho_2$ 时的 ρ_s 理论曲线；$b-\rho_1<\rho_2$ 时的 ρ_s 理论曲线；$c-MN\neq0$ 且有覆盖层时的实验曲线

剖面曲线特征进行定性分析如下：

(1)当 AMN 均在 ρ_1 岩石中且距离分界面很远时，分界面对地下电流分布的影响可以忽略，并可近似看成只有 ρ_1 岩石存在。此时 $j_{MN}^A=j_0^A$，$\rho_{MN}=\rho_1$，故 $\rho_s^A=\rho_1$。

(2)当 AMN 向右移动并逐渐靠近分界面时，$\rho_2<\rho_1$，所以 ρ_2 岩石将向右吸引电流使 $j_{MN}^A>j_0^A$，故 $\rho_s^A>\rho_1$，即 ρ_s^A 逐渐上升。

(3)当 MN 位于分界面上时，ρ_s^A 达最大值 $\rho_{s\max}^A=2\rho_1^2/(\rho_1+\rho_2)$，这是因为 ρ_2 低阻向右吸引电流作用最强所致。

(4)当 MN 进入 ρ_2 岩石而 A 极仍在 ρ_1 岩石中时，由于电流密度法线分量连续，即 $j_{MN1}^A=j_{MN2}^A$，而 ρ_{MN} 由 ρ_1 跃变为 ρ_2，故 ρ_s^A 也在分界面处由 $\rho_{s\max}^A$ 跃变为 $\rho_{s平}^A$ 且 $\rho_{s\max}^A/\rho_{s平}^A=\rho_1/\rho_2$。$AMN$ 继续向右移动，但只要 A 极仍在 ρ_1 岩石中，由式(3-5)可知，ρ_s^A 维持常数值 $\rho_{s平}^A=2\rho_1\rho_2/(\rho_1+\rho_2)$ 的平直段，该平直段的长度恰等于电极距 AO。

(5)当 AMN 极全部进入 ρ_2 岩石中时，由于 $\rho_1>\rho_2$，故 ρ_1 岩石向右排斥电流的作用随 A 极远离分界面而逐渐减弱，从而使 ρ_s^A 减小。直到 A 极远离分界面时，ρ_1 对电流排斥作用可以忽略，故 $\rho_s^A\to\rho_2$ 值。

ρ_s^B 曲线分析方法与 ρ_s^A 完全相同，在此不再赘述。

(二)球体上的联合剖面 ρ_s 理论曲线

在水文地质、工程地质勘探中，可以把等轴状分布的溶洞及老窑近似看成球形异常地质体，所以研究球体上的联合剖面 ρ_s 曲线异常特征十分重要。

1. 球体上的联合剖面 ρ_s 表达式

如图 3-3 所示，当 $MN\neq0$ 时，球体主剖面上 ρ_s^A 和 ρ_s^B 的近似计算公式为

$$\rho_s^A=\rho_1\left[1+2K\frac{\mu_{12}-1}{2\mu_{12}+1}\cdot r_0^3\left(\frac{\cos\theta_1}{r_A^2\cdot r_M^2}-\frac{\cos\theta_2}{r_A^2\cdot r_N^2}\right)\right] \tag{3-10}$$

$$\rho_s^B=\rho_1\left[1+2K\frac{\mu_{12}-1}{2\mu_{12}+1}\cdot r_0^3\left(\frac{\cos\theta_3}{r_B^2\cdot r_N^2}-\frac{\cos\theta_4}{r_B^2\cdot r_M^2}\right)\right] \tag{3-11}$$

式中

$$K=\frac{AM\cdot AN}{MN}=\frac{BM\cdot BN}{MN}$$

$$\mu_{12}=\frac{\rho_2}{\rho_1}$$

2. 低阻球体上联合剖面 ρ_s 理论曲线

图 3-4 给出了根据式(3-10)和式(3-11)计算的不同极距 AO 的联合剖面 ρ_s^A 和 ρ_s^B 在低阻球体上的理论曲线。它们具有以下特征：

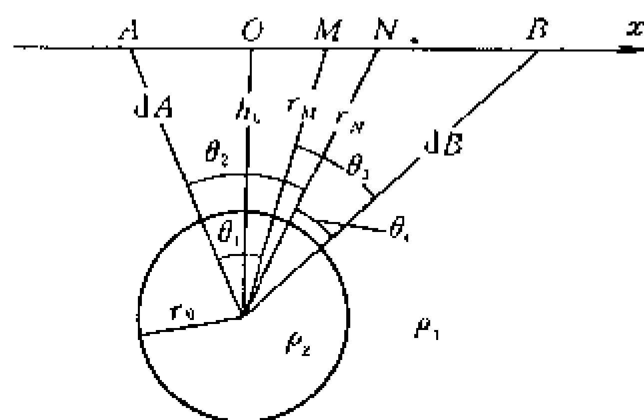


图 3-3 计算联合剖面 ρ_s 曲线的球体模型

(1)在球心正上方，不同极距 AO 的 ρ_s^A 与 ρ_s^B 曲线均相交。交点左侧 $\rho_s^A>\rho_s^B$，右侧 $\rho_s^A<\rho_s^B$，交点视电阻率值小于 ρ_1。这种性质的交点称为低阻正交点，简称正交点。ρ_s^A 和 ρ_s^B 的极小值分别位于正交点的右侧和左侧。

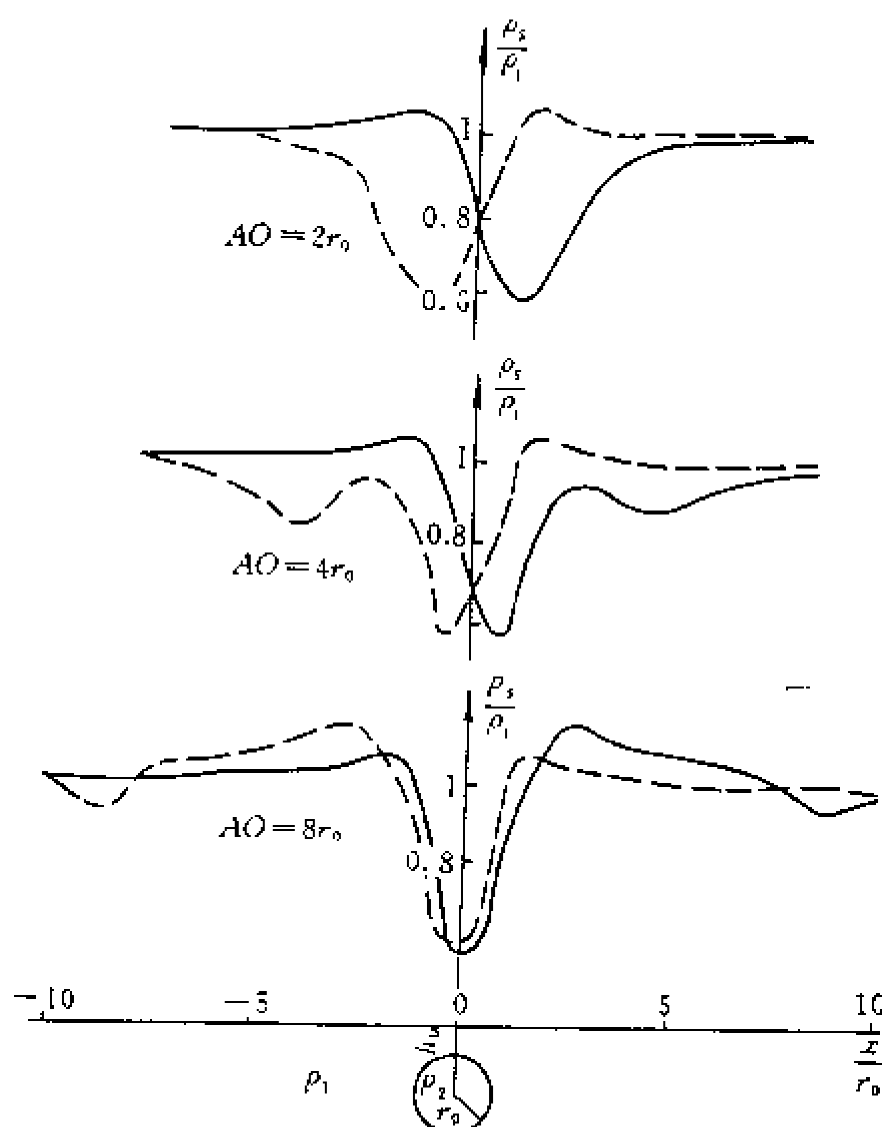


图 3-4 低阻球体上联合剖面法 ρ_s 理论曲线

$\mu_{12}=0.05$；$h_0=1.5r_0$；实曲线代表 ρ_s^A，虚线代表 ρ_s^B

(2)曲线形态及异常幅度与电极距 AO 有关。极距较小(如 $AO=2r_0$)时，正交点两侧 ρ_s^A 和 ρ_s^B 各只有一个主极小点。当电极距增大到 $AO=(2\sim3)h_0$(如 $AO=4r_0$)时，除了靠近正交点的主极小点外，在球体两侧较远处 ρ_s^A 和 ρ_s^B 还各出现两个次级极小点，而且它距正交点的距离近似等于电极距 AO(或 BO)。此外，AO 越大，ρ_s^A 与 ρ_s^B 曲线的分离性越差，二者的主极小点相距越近。当 $AO>5h_0$(如 $AO=8r_0$)时，ρ_s^A 与 ρ_s^B 曲线已趋于重合，而且次级极小值幅度也变小。

上述联合剖面 ρ_s 曲线异常特征，读者可以根据电流密度分布与视电阻率 ρ_s 的关系式进行定性分析。

理论计算还表明，AO 在$(0\sim2)r_0$ 范围内，联合剖面 ρ_s 曲线相对异常 $\frac{\Delta\rho_s}{\rho_1}=\frac{\rho_{s\max}-\rho_{s\min}}{\rho_1}$ 的幅度与 AO 成正比。当 $AO>3r_0$ 时，异常幅度趋于饱和。因此在寻找近等轴状分布的充水溶洞及老窖时，若 $h_0\leqslant2r_0$，则只要选取 $AO\geqslant3r_0$ 就能获得明显的 ρ_s 异常。

3. 高阻球体上联合剖面 ρ_s 理论曲线

高阻球体上联合剖面 ρ_s 曲线(图 3-5)具有以下特征：

(1)ρ_s^A 与 ρ_s^B 在球顶上的交点性质与低阻正交点完全相反，即交点 ρ_s 值大于 ρ_1，交点左侧 $\rho_s^B>\rho_s^A$，而右侧 $\rho_s^B<\rho_s^A$，故将其称为高阻反交点(简称反交点)。

(2)反交点两侧 ρ_s^B 和 ρ_s^A 各有一主极大值。随 AO 的增大，ρ_s^B 和 ρ_s^A 在球体左、右两侧较

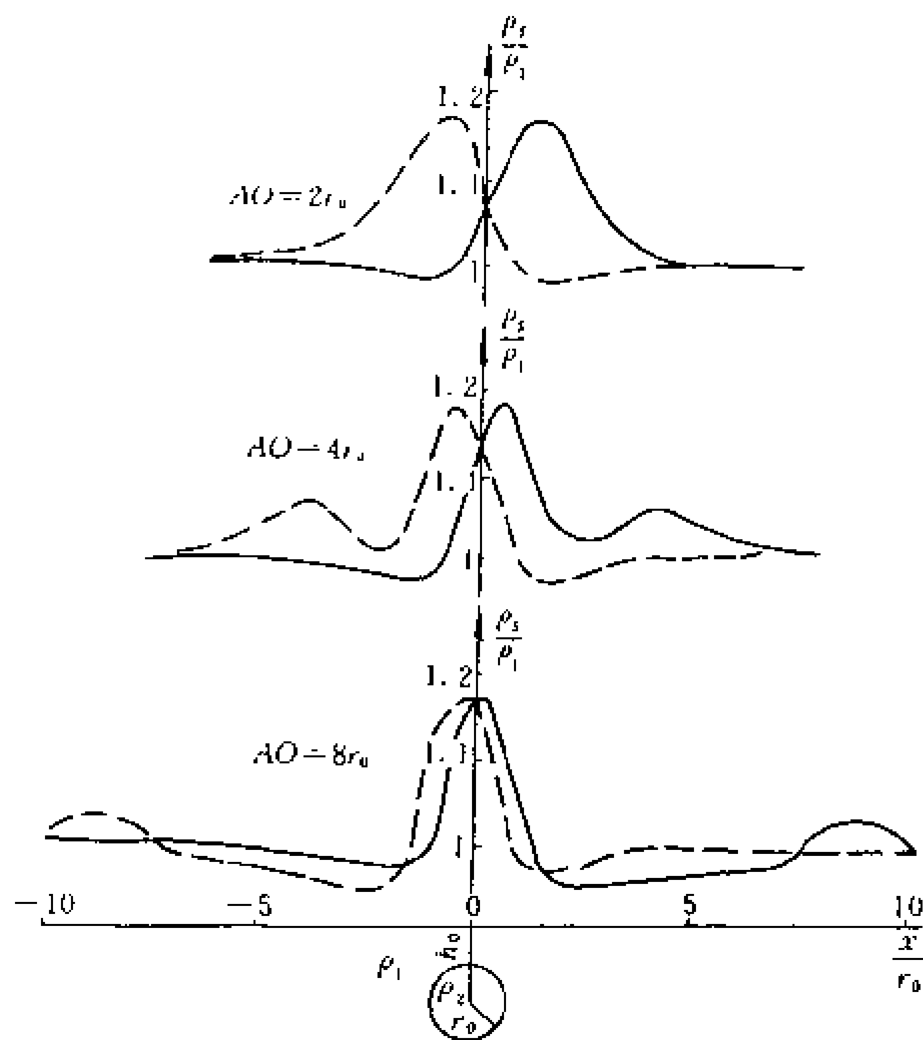


图 3-5　高阻球体上联合剖面法 ρ_s 理论曲线

$\mu_{12}=5; h_0=1.5r_0$

远处出现次级极大点，且 AO 越大越远离球体。此外，电极距越大，主极大值点的间距越小，异常范围变窄，ρ_s^A 与 ρ_s^B 曲线的分异性变差，最后趋于重合。

综上所述，球体中心在地面的投影位置可根据联合剖面 ρ_s^A 与 ρ_s^B 二条曲线交点坐标确定，而球体相对围岩电阻率的高低可由 ρ_s^A 与 ρ_s^B 曲线之交点的性质确定，即正交点说明球体是低阻，而反交点则是高阻。

最后指出，测量电极 MN 的增大将使联合剖面 ρ_s 曲线异常减小，曲线平滑，分辨能力下降。

三、联合剖面法模型实验曲线

实际工作中，由于覆盖层的存在以及测量电极距 $MN \neq 0$ 等因素的影响，计算理论曲线往往非常困难。而模型实验曲线更接近于实际，因此了解典型地电断面上的联合剖面法模型实验曲线异常特征，对解释实测曲线很有帮助。

1. 薄脉上的联合剖面 ρ_s 模型实验曲线

薄脉是指脉的宽度小于电极距 AO（或 BO）。

1）直立低阻薄脉 ρ_s 曲线　图 3-6 是埋深为 H 的直立低阻薄脉上的联合剖面 ρ_s^A 和 ρ_s^B 模型实验曲线。由图可知，ρ_s^A 与 ρ_s^B 曲线在脉顶出现低阻正交点，在交点左侧 ρ_s^B 有一明显极小值，而在交点右侧 ρ_s^A 有一明显极小值。

下面用电流密度在地下的分布规律对 ρ_s^A 曲线进行以下定性分析：

（1）AMN 位于低阻脉左侧较远处时，脉对电流的吸引作用可以忽略，即 $j_{MN}^A = j_0^A$，故 $\rho_s^A = \rho_1$。

（2）当 AMN 向右移动并靠近

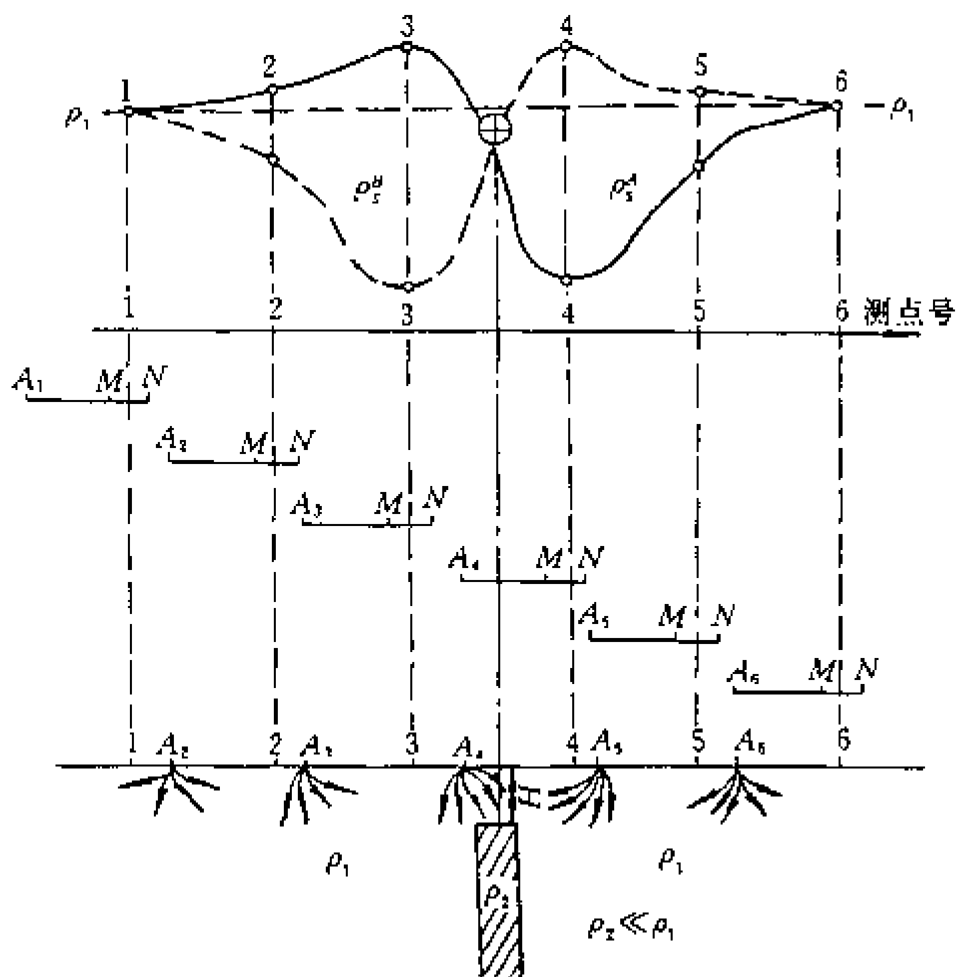


图 3-6　直立低阻薄脉上联合剖面模型实验曲线

低阻脉时，由于脉对电流向右的吸引作用，使 $j_{MN}^A > j_0^A$，所以 $\rho_s^A > \rho_1$，ρ_s^A 曲线上升；AMN 继续右移，当 MN 临近脉顶某点时，低阻脉对 A 场源电流的吸引使 j_{MN} 达到最大，故 ρ_s^A 曲线出现极大值；此后，AMN 继续右移，脉对电流向下吸引的作用加强，故导致 j_{MN} 减小，使 ρ_s^A 曲线转为下降。

（3）AMN 装置继续右移，当 A 电极位于脉顶附近时，低阻脉对 A 场源电流向下的吸引作用达到极值，j_{MN}^A 最小，ρ_s^A 曲线出现极小值。

（4）当 AMN 越过脉顶继续右移时，低阻脉对 A 电源的吸引作用逐渐减弱，j_{MN}^A 相对增加，ρ_s^A 曲线开始回升；当 AMN 右移远离薄脉时，ρ_s^A 又趋于 ρ_1 值。

ρ_s^B 曲线的分析方法与 ρ_s^A 相同，故不再重复叙述。

2）低阻薄脉倾角 α 和顶部埋深 H 变化对联剖 ρ_s 曲线的影响　图 3-7a 为倾角 α 分别为 30°、60°、90° 的联合剖面 ρ_s 模型实验曲线。显然，倾角越小，曲线不对称性越明显。此外，当 ρ_s^A 的极小值小于 ρ_s^B 的极小值时，低阻脉向 B 极方向倾斜，同时正交点也向倾向方向偏移；反之，当 ρ_s^B 极小值小于 ρ_s^A 极小值时，低阻脉向 A 极方向倾斜且正交点也向 A 极方向偏移。

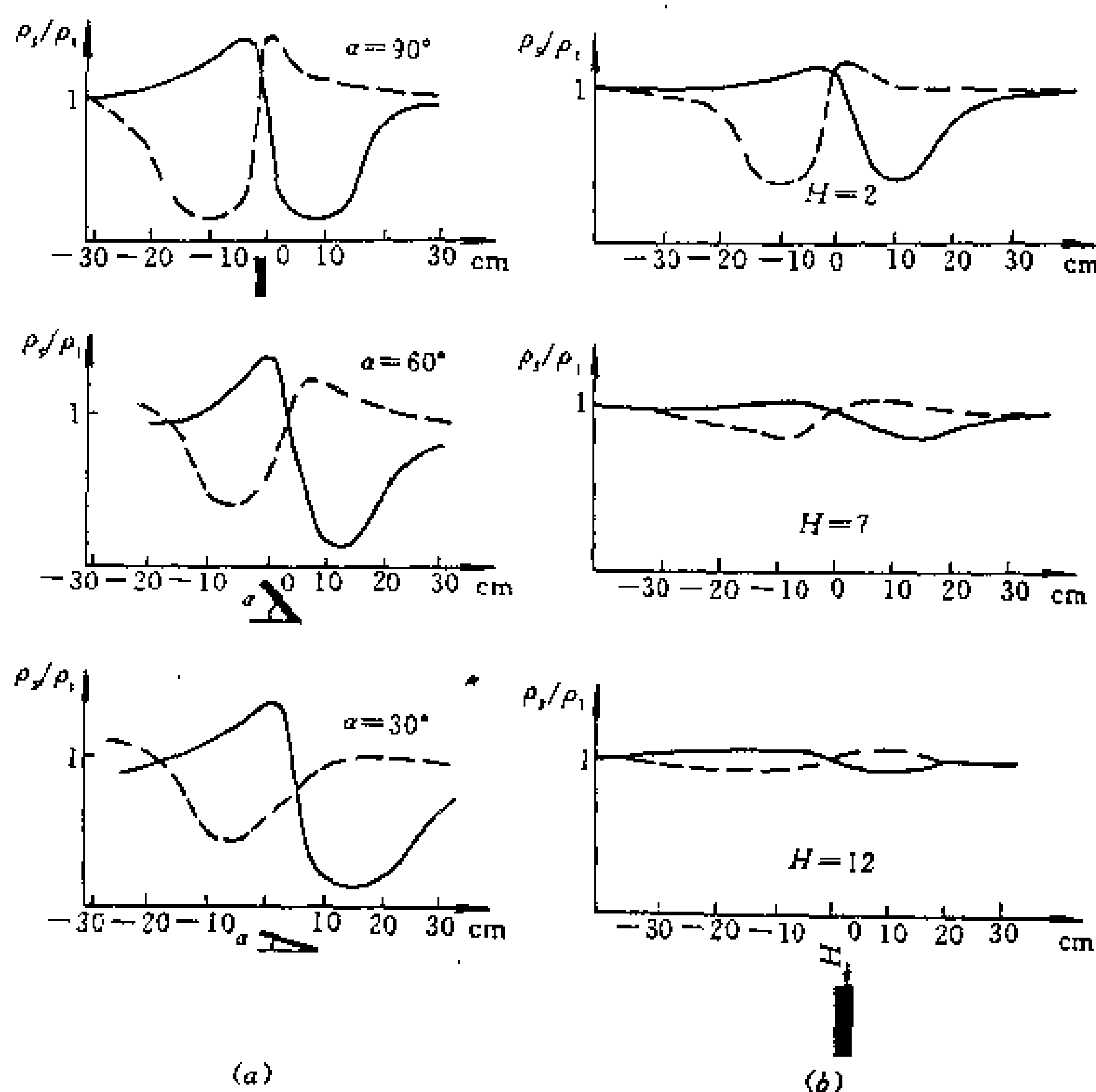


图 3-7　低阻薄脉倾角及顶部埋深对联合剖面 ρ_s 曲线异常的影响

低阻薄脉顶部埋深 H 变化对联合剖面 ρ_s 曲线异常的影响如图 3-7b 所示。由图可知，低阻薄脉顶部埋深 H 越大，ρ_s 异常幅度越低、异常宽度越大，这表明联合剖面 ρ_s 曲线对低阻薄脉的分辨能力随其埋深增大而下降。

3）高阻薄脉上的联合剖面 ρ_s 模型实验曲线　由图 3-8 可以看出，高阻薄脉上的 ρ_s^A 与 ρ_s^B

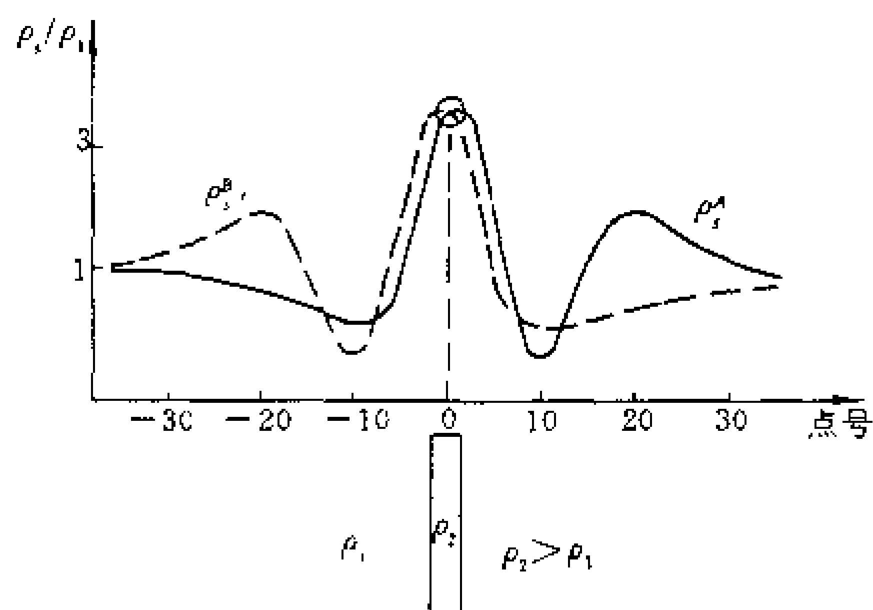


图 3-8 直立高阻脉上联合剖面 ρ_s 模型实验曲线

曲线具有以下特点：

(1)在脉顶上方有一个高阻反交点，即交点左侧 $\rho_s^B>\rho_s^A$，右侧 $\rho_s^A>\rho_s^B$。

(2)在反交点左侧，ρ_s^A 和 ρ_s^B 同步上升，在反交点右侧 ρ_s^A 和 ρ_s^B 同步下降。在脉左侧，ρ_s^A 有一不明显极小值，ρ_s^B 有一较明显极小值和次级极大值。在脉右侧，ρ_s^A 和 ρ_s^B 曲线形态分别被脉左侧 ρ_s^B、ρ_s^A 曲线的特点所代换。

(3)在倾斜高阻薄脉上，曲线不对称性随脉的倾角减小而增大，反交点沿倾向方向偏移。

2. 直立厚岩层上联合剖面 ρ_s 模型实验曲线

厚岩层是指直立岩层水平方向的厚度大于 5 倍的电极距，即 $h\geqslant 5AO$。

由图 3-9 可知，不同覆盖层厚度下直立厚层上的联合剖面 ρ_s 模型实验曲线具有如下特征：

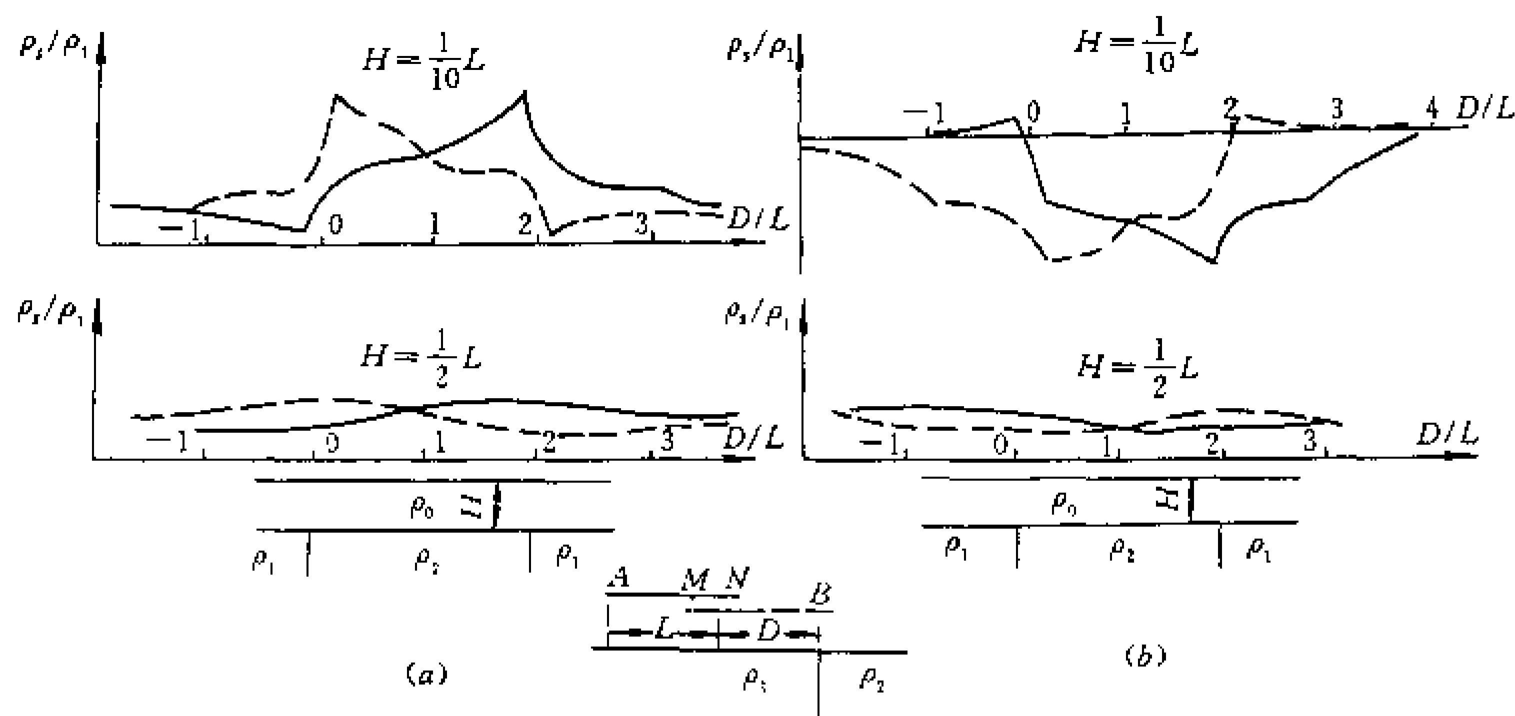


图 3-9 直立高阻和低阻厚脉上联合剖面 ρ_s 模型实验曲线

a—$\rho_0=30\Omega\cdot m$，$\rho_1=1\Omega\cdot m$，$\rho_2=7\Omega\cdot m$；b—$\rho_0=30\Omega\cdot m$，$\rho_1=1\Omega\cdot m$，$\rho_2=0.14\Omega\cdot m$

(1)直立厚层上的联合剖面 ρ_s 曲线，实际上是由两个垂直电性分界面存在覆盖层时的 ρ_s^A 和 ρ_s^B 曲线组合而成。

(2)ρ_s^A、ρ_s^B 曲线的异常幅度随覆盖厚度 H 的增大而变小，但异常宽度则增大。

(3)随着 $H/L(L=AO)$ 的增大，高阻厚层上 ρ_s 曲线最大值点向岩层中心偏移，而 ρ_s 极小值点向外偏移；低阻厚层上 ρ_s 曲线极值点偏移方向与高阻层上恰相反。

(4)在高阻厚层中心，ρ_s^A 与 ρ_s^B 曲线出现高阻反交点；在低阻厚层中心，则出现低阻正交点。

四、联合剖面法异常解释及其应用

(一)联合剖面法解释图件及异常特征

1. 视电阻率剖面图

横轴采用算术坐标表示测点位置，纵轴(既可采用算术坐标，也可采用对数坐标)表示视电阻率 ρ_s，分别绘制各条测线的联合剖面 ρ_s 曲线图。

2. 视电阻率平面剖面图

1)作图方法　在测线分布平面图上，选取合适的比例尺(××Ω·m/cm)，分别绘出各条测线的联合剖面 ρ_s 曲线，便构成既有平面图又具剖面曲线特点的视电阻率平面剖面图(图 3-10)。

2)不同地质构造在平面剖面图上的异常特征　视电阻率平剖图直观地反映了某一深度范围内地层的电阻率在平面图上的分布变化规律，由此可以确定异常的形态和范围。在图上显示的异常特征如下：

(1)沿一定走向延伸的低阻带或各测线低阻正交点位置的连线一般与充水断裂破碎带、地下暗河、低阻矿(岩)脉有关。

(2)沿一定走向延伸的高阻异常带往往与高阻岩脉(墙)和连通的干溶洞分布有关。在煤矿，井下巷道、未充水的采空区也呈高阻异常带分布。

(3)沿一定走向延伸的阶梯状异常带多与高、低阻岩层接触面有关。

(4)地下溶洞、浅层不均匀砂砾石透镜体一般呈现为局部高阻或低阻异常。

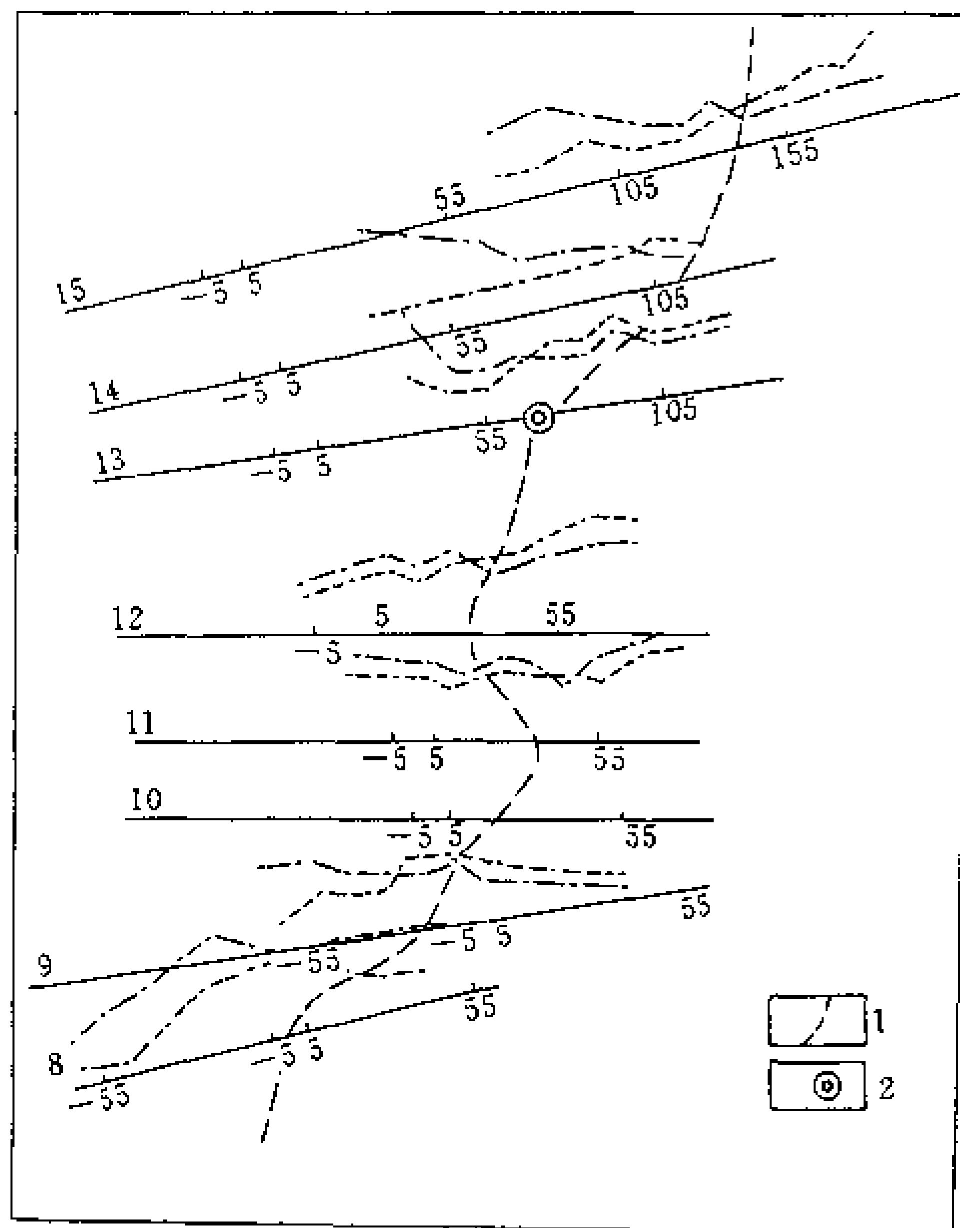


图 3-10　追索岩溶裂隙发育带联合剖面 ρ_s 平面剖面图

(二)联合剖面法的应用

用联合剖面法可以确定异常体的平面位置、界线，推断其产状。因此在浮土掩盖区，它能为水文地质及工程地质填图、布置水文钻孔提供很有价值的资料。

1. 追索岩溶裂隙发育带

图 3-10 为湖南某铁矿水文和工程物探成果。测区位于 NE—SW 向的向斜盆地一翼，第四系之下为中上石炭系的白云质壶天群灰岩。采用联合剖面法工作，确定岩溶裂隙发育带。

在联合剖面 ρ_s 平面剖面图上，低阻正交点在各测线上的投影位置的连线与岩溶裂隙发育带的方向基本一致。在 13 线低阻正交点处，钻孔验证结果为：在孔深 15.1～51.82m 段见大小溶洞 10 处，岩溶总高度达 8.02m；孔深 51.82m 以下为较完整的灰岩。经抽水试验，日出水量达 6000t 左右。依据物探成果较准确地为供水勘察确定了钻孔位置。

2. 确定断裂破碎带倾向及估计倾角的方法

巨厚层灰岩中的张性断层破碎带多为断层泥、角砾以及水、砂等物充填，与围岩相比具有明显的低阻特征。如图 3-11 所示，在这种良好的物性条件下，联合剖面法采用控制不同勘探深度的两种极距装置（$AB/2=50\text{m},100\text{m}$），获得的联合剖面曲线较好地反映了断层破碎带的位置及产状。图 a 中，两种反映不同勘探深度的 ρ_s^A、ρ_s^B 曲线均左右对称，低阻正交点亦反映同一位置，这表明断层破碎带近于垂直。但在图 b 中，两种不同的联合剖面曲线都出现了极小值点不对称的特征，而且不同勘探深度曲线的低阻正交点反映的位置也发生了偏移。对照前面关于倾斜低阻薄脉模型曲线的讨论，即可对断层破碎带的倾斜方向作出解释，甚至可以估计倾角的大小。

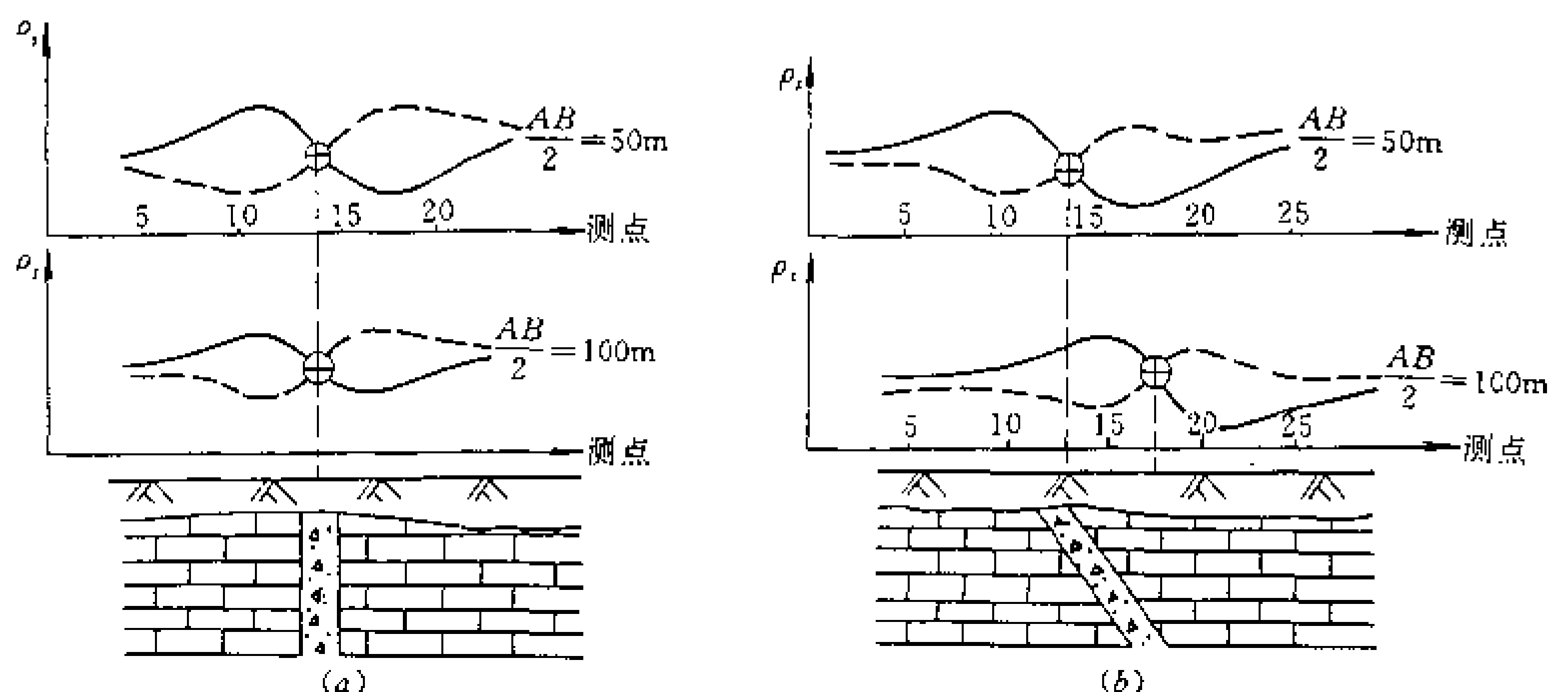


图 3-11 倾斜、直立断裂破碎带上的联合剖面 ρ_s 曲线

第三节 对称剖面法

一、对称四极剖面法

对称四极剖面法装置如图 3-12a 所示。其中，供电电极 A、B 和测量电极 M、N 对称于测点 O 布置。由本章第一节讨论得知，在相同极距下，对称四极剖面 ρ_s^{AB} 值与联合剖面 ρ_s^A 和 ρ_s^B 值之间的关系为

$$\rho_s^{AB}=\frac{1}{2}(\rho_s^A+\rho_s^B)$$

显然，对任意地电断面，ρ_s^{AB} 曲线总是介于 ρ_s^A 和 ρ_s^B 曲线之间，因此对称四极电剖面 ρ_s^{AB} 曲线

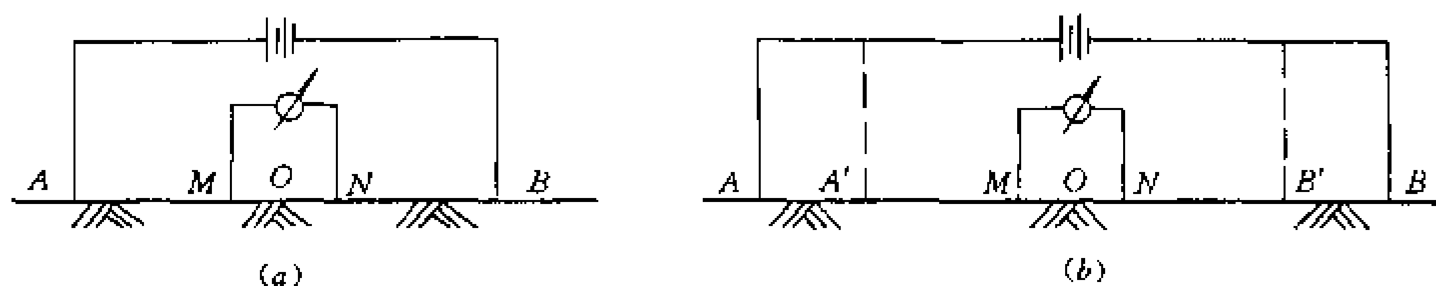


图 3-12 对称剖面法装置示意图

a —对称四极装置；b—复合对称四极装置

的异常幅度和分辨能力均低于联合剖面 ρ_s 曲线。但对称四极剖面法装置不需要无穷远极，所以比较轻便，工作效率较高，从而在水文地质和工程地质中也得到广泛应用。

图 3-13 为一组典型地电断面的对称四极剖面法 ρ_s^{AB} 模型实验曲线。由图可知，沿水平方向，对称的地电断面模型的 ρ_s^{AB} 曲线也具有对称性；覆盖层的影响使曲线变圆滑，异常幅度降低；在陡立岩层分界面(即电性分界面)附近的 ρ_s^{AB} 曲线变化梯度最大。对称四极剖面 ρ_s^{AB} 曲线的形态特征，应根据地下电流密度分布规律进行定性分析。

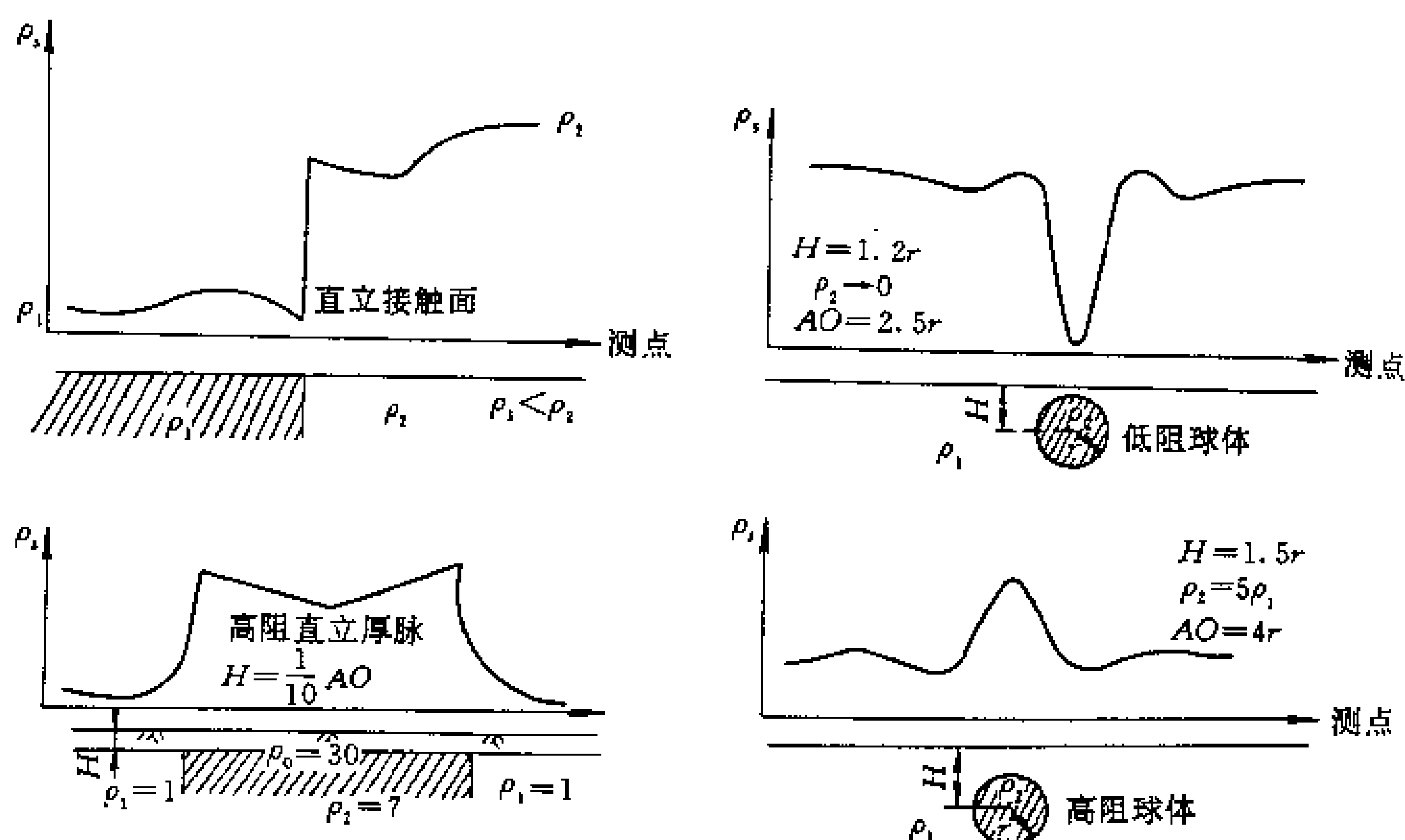


图 3-13　典型地电断面对称四极剖面 ρ_s^{AB} 模型实验曲线

二、复合对称四极剖面法

图 3-12*b* 为复合对称四极剖面法装置，实际上它是两组大小不同供电电极距 $A'B'$ 和 AB 的对称四极剖面法。所以沿一条测线，可以获得两条反映不同勘探深度的对称四极剖面曲线，即 $\rho_s^{A'B'}$ 和 ρ_s^{AB} 曲线。

复合对称四极剖面法经常用于查明基岩起伏情况和解决多样性问题。如图 3-14 所示的地电断面，因对称四极剖面法 ρ_s^{AB} 曲线形态相同，故仅依据 ρ_s^{AB} 曲线难以判断灰岩基底起伏情况，但根据复合对称四极剖面法 $\rho_s^{A'B'}$ 与 ρ_s^{AB} 曲线之间的关系可以解决这一问题。实际上，若小极距的 $\rho_s^{A'B'}$ 曲线位于大极距的 ρ_s^{AB} 曲线之下，则表明基岩是高阻；反之，则基岩是低阻。高阻基岩起伏情况与 ρ_s^{AB}(或 $\rho_s^{A'B'}$)曲线变化形态一致，而低阻基岩起伏情况与 ρ_s^{AB}(或 $\rho_s^{A'B'}$)曲线变化形态相反。根据这一规律，可确定基岩起伏情况。

用复合对称四极剖面法 ρ_s 曲线还可以区分基岩起伏与浅层电性不均匀体。一般小极距的 $\rho_s^{A'B'}$ 曲线主要反映浅层电性变化，而大极距的 ρ_s^{AB} 曲线不仅受深部基底影响，而且也受上覆地层影响。在图 3-15 中，小极距的 $\rho_s^{A'B'}$ 曲线上的高阻异常与大极距的 ρ_s^{AB} 曲线的高阻异常相吻合，显然 ρ_s 曲线上的高阻异常并不是灰岩基底隆起造成的，而是浅层砂土的高阻砾石古河道所致。

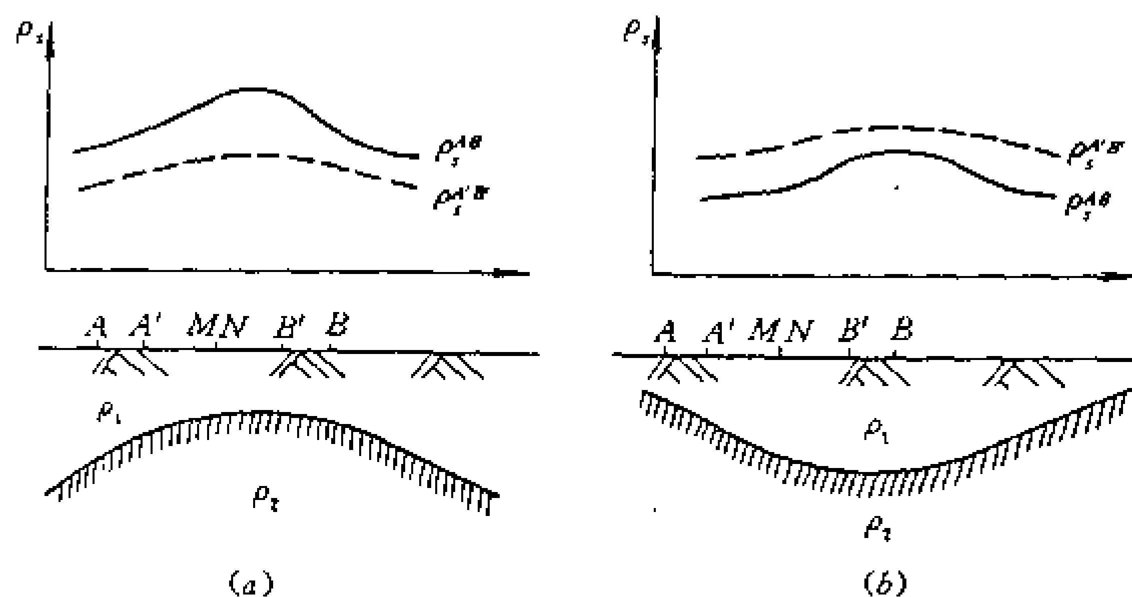


图 3-14 复合对称四极剖面探测基岩起伏

a—高阻背斜；b—低阻向斜

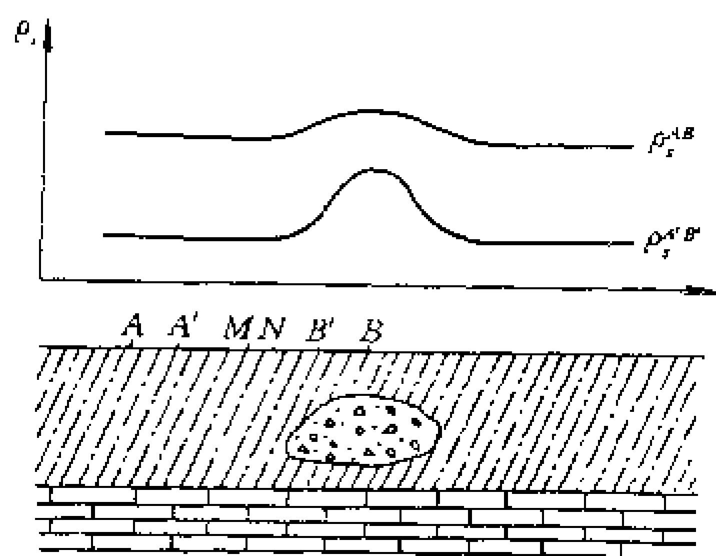


图 3-15 探测浅层不均匀地电体的复合对称四极剖面曲线

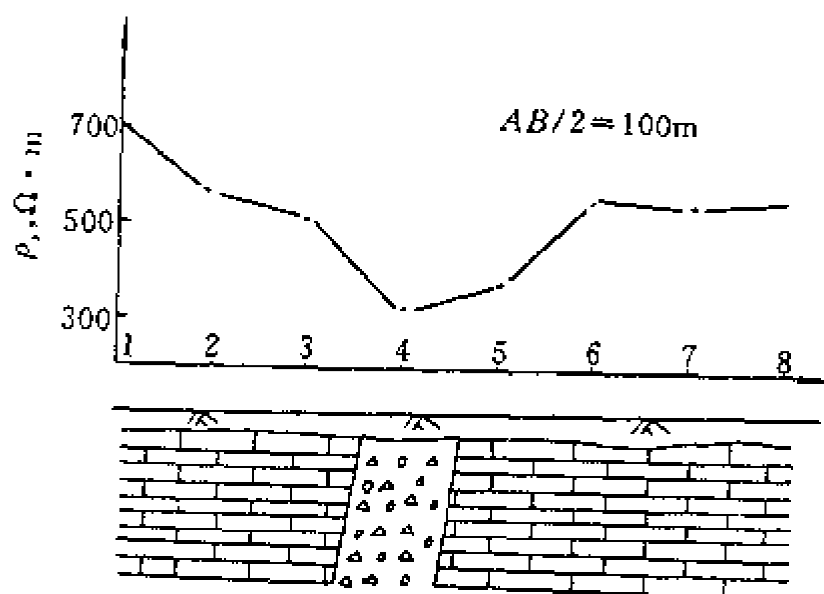


图 3-16 对称四极剖面法探测充水断裂破碎带实例

三、对称剖面法在水文地质和工程地质中的应用

图 3-16 为对称四极剖面法探测徐州某区断裂破碎带的实例。测区内第四系粘土层厚度在 3m 以内，下伏地层为奥陶系灰岩且岩溶不发育。断裂破碎带是区内主要储水构造，为此采用对称四极剖面法来确定 F_{45}断裂带的位置。由 ρ_s 曲线可以看出，在 4 号、5 号测点附近有一明显低阻异常，因测区内地形较平坦，表层粘土厚度及电性稳定，故此低阻异常带是 F_{45}含水断裂破碎带的反映。

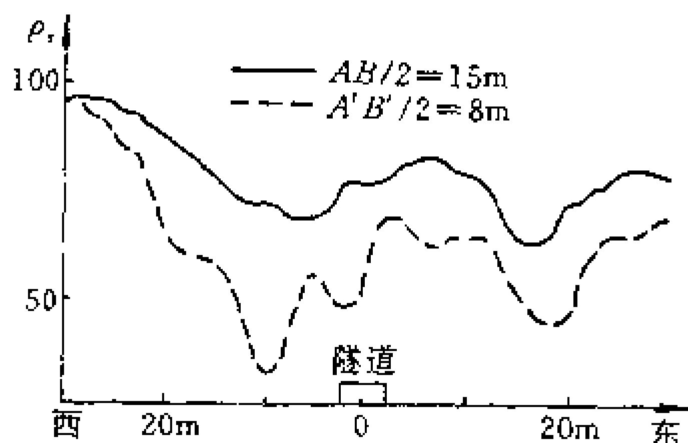


图 3-17 穿过废铁路隧道的复合对称四极剖面 ρ_s 曲线

图 3-17 是在一个废弃的铁路隧道上的实测复合对称四极剖面 ρ_s 曲线。隧道直径 5m，埋深 8m。隧道是在白垩岩中采用“挖掘回填”法建成的。电极排列垂直于隧道轴向，小极距 $A'B'/2=8$m（图中虚线），大极距 $AB/2=15$m（图中实线）。小极距 $\rho_s^{A'B'}$ 曲线在隧道两侧存在两个低阻带，大

极距 ρ_s^{AB} 曲线上的两个低阻异常因勘探体积增大所产生的平均效应而减小。但在隧道附近，ρ_s 曲线总的趋势为高阻反映。

第四节 中间梯度法

一、中间梯度法的装置特点

中间梯度法装置（参见表 3-1）的特点是：供电电极距 AB 取值较大，一般 $AB=(70\sim80)H$（H 为覆盖层厚度）。观测时，固定 AB 供电电极，测量电极 MN 在 AB 中间 1/3 地段逐点移动测量，记录点取 MN 中点。测完该地段内各测点的 ρ_s 值后，再移动 AB 电极，继续在其中间 1/3 地段观测。AB 供电电极移动前后，两个观测地段之间的衔接点需重复观测。此外，为了提高工作效率，MN 也可在平行主测线的相邻测线上进行观测，但两测线间距应不大于 $AB/6$，且要参照表 3-1 计算 K 值。

由于两个供电电极 A、B 相距很远，AB 中间 1/3 地段内的电场可以近似的看作是电流线平行地面的均匀电场，故在该测量地段 ρ_s 曲线必然反映 MN 电极附近地下非均匀介质电性异常的变化规律。由于 AB 电极在测量段固定不变，所以这种装置能最大限度地克服供电电极附近电性不均匀的影响。此外，由于中间梯度法布置一次供电电极可以观测许多测点，或观测数条测线，因此该方法生产效率较高。但是，与其他电剖面法相比，中间梯度法尚有不足之处。例如，使用中间梯度装置在两个观测地段衔接点重复观测时，会使 ρ_s 曲线出现“脱节点”，造成曲线不圆滑；从电法理论也可知，在测线上 MN 的测量电极相对 AB 场源的几何位置与勘探深度有关。当 MN 靠近 A 或靠近 B 时，勘探深度略有变浅。

二、中间梯度法的视电阻率曲线异常特征及应用

（一）球体上的中间梯度 ρ_s 异常

通过理论计算，可以得到均匀电流场中球体的中间梯度装置 ρ_s 表达式。其相对形式为

$$\frac{\rho_s}{\rho_1}=1+2\,\frac{\mu_{12}-1}{2\mu_{12}+1}\cdot r_0^3\cdot\frac{h_0^2-2x^2}{(h_0^2+x^2)^{5/2}}$$

式中　ρ_1、ρ_2 ——分别为围岩和球体的电阻率；

r_0、h_0 ——分别为球体半径和球心埋深；

x ——测点到球心在地面投影点之间的距离；

$\mu_{12}=\rho_2/\rho_1$。

1. ρ_s 异常剖面曲线特征

图 3-18 是对于 $h_0=2r_0$，取 $\mu_{12}=0.1$ 和 $\mu_{12}=10$ 两种情况计算出的中间梯度 ρ_s 曲线。由图可知，对于低阻球体（$\mu_{12}<1$），在球心正上方 ρ_s 曲线有极小值，两侧有 $\rho_s>\rho_1$ 的极大值；对于高阻球体（$\mu_{12}>1$），在球心正上方 ρ_s 曲线有极大值，两侧有 $\rho_s<\rho_1$ 的极小值。ρ_s 曲线主极值点的坐标与球心在地面的投影位置一致。

2. ρ_s 异常与 μ_{12} 的关系

对于球心正上方（$x=0$）ρ_s 曲线的极值点，式（3-11）变为

$$\frac{\rho_s}{\rho_1}=1+2\,\frac{\mu_{12}-1}{2\mu_{12}+1}\left(\frac{r_0}{h_0}\right)^3 \qquad (3\text{-}12)$$

当 r_0/h_0 一定时，由式（3-12）可计算出 ρ_s/ρ_1 与 μ_{12} 的关系曲线。据式（3-12）和图 3-19 可知，当 $\mu_{12}<\rho_1$，$\rho_s<\rho_1$，相对异常 $\Delta\rho_s/\rho_1=(\rho_s-\rho_1)/\rho_1$ 为负，对于良导球体（$\mu_2\to0$），$\Delta\rho_s/\rho_1=$

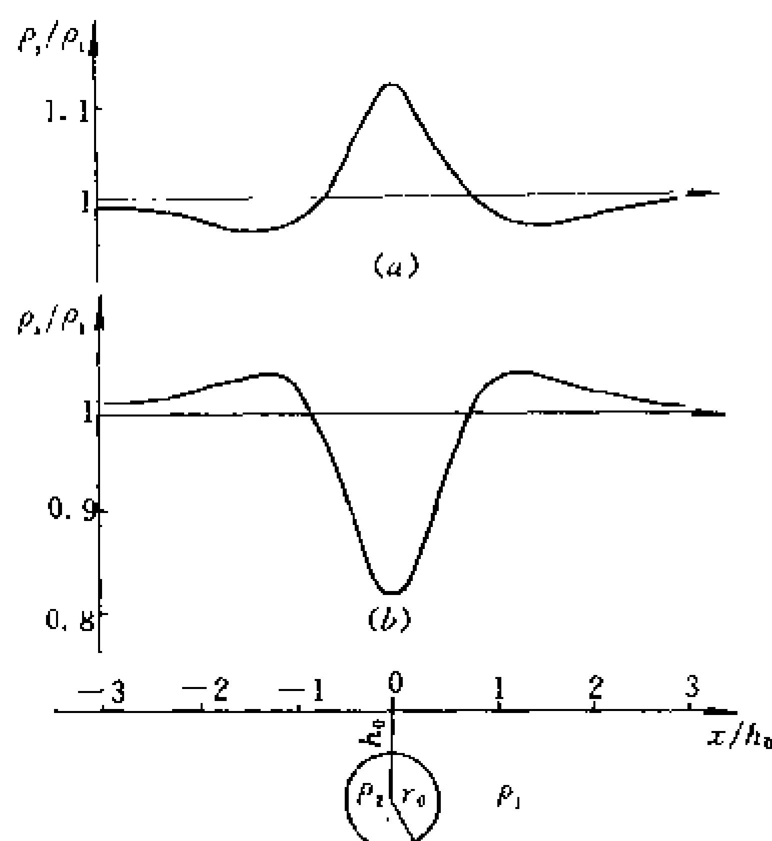
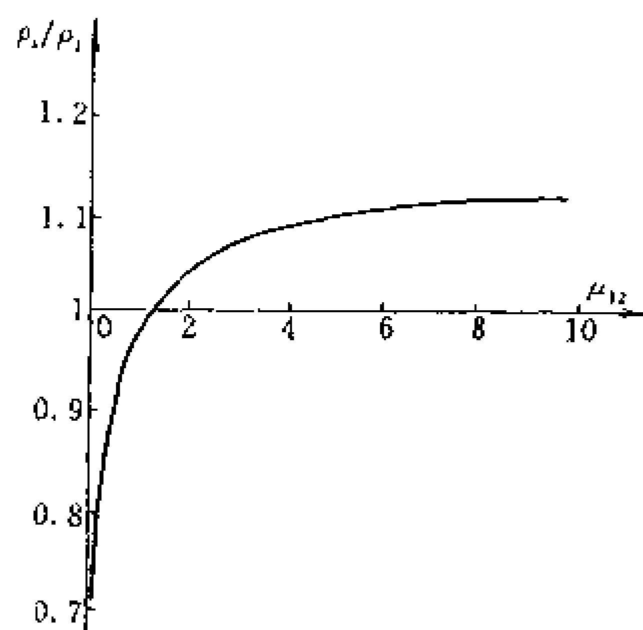


图 3-18 球体主剖面上中间梯度 ρ_s 曲线

a—$\mu_{12}=10$；b—$\mu_{12}=0.1$；$h_0=2r_0$



3-19 球体顶上中间梯度 ρ_s 异常与 μ_{12} 的关系曲线

$h_0=2r_0$

−0.25；当 $\mu_{12}>1$ 时，$\rho_s>\rho_1$，相对异常 $\Delta\rho_s/\rho_1$ 为正，对于 $\mu_{12}\to\infty$ 的绝缘球体，$\Delta\rho_s/\rho_1=0.125$。

上述表明：高、低阻球体的中间梯度 ρ_s 异常并不随 μ_{12} 的增大而无限变大，二者最后均达渐近值；理想导电球体的相对异常是绝缘球体异常的 2 倍。因而，在水文地质和工程地质勘探中，用中间梯度法寻找近于等轴状分布的充水低阻溶洞比寻找未充水的高阻溶洞有利。

(二)脉状体上的中间梯度 ρ_s 异常

1. 低阻脉状体上的中间梯度 ρ_s 异常

不同产状低阻板上中间梯度法 ρ_s 剖面曲线模型实验结果如图 3-20a 所示。由图可知，直立良导脉顶上中间梯度 ρ_s 异常极不明显；对于倾斜低阻脉，中间梯度 ρ_s 异常在脉的倾斜方向一侧，ρ_s 值有所降低。这是由于当矿脉倾斜时，均匀电场电流线与矿脉斜交，致使矿脉吸引电流的能力增强，倾斜方向的近地表处电流密度 j_{MN} 减小(小于 j_0)，故 ρ_s 曲线在脉倾斜方向一侧出现极小值。在反倾斜方向上，ρ_s 值有一定升高，ρ_s 曲线不对称。对于水平良导矿脉，在矿脉上方出现了较宽的低阻 ρ_s 异常，矿脉中心处 ρ_s 曲线下凹出现极小值，两侧有极大值，曲线对称。这是由于脉的水平宽度方向与均匀电流场的方向平行，低阻水平脉吸引电流线，从而形成 ρ_s 异常。

上述讨论表明，用中间梯度法寻找低阻陡倾斜的充水断裂破碎带是不利的。

2. 高阻脉状体上的中间梯度 ρ_s 异常

由图 3-20b 模型实验曲线可知，高阻脉状体，不论其产状如何，中间梯度 ρ_s 曲线都有大于围岩电阻率的高阻异常，直立高阻脉上的异常最大。这是由于高阻直立脉垂直于均匀电流场的方向，排斥电流能力最强所致。

随着高阻脉倾角变小，因脉排斥水平方向电流线的能力减弱，故中间梯度 ρ_s 异常幅度减小。曲线呈不对称形状，且在倾斜方向一侧 ρ_s 值下降较快。因此，根据这一曲线特征可以

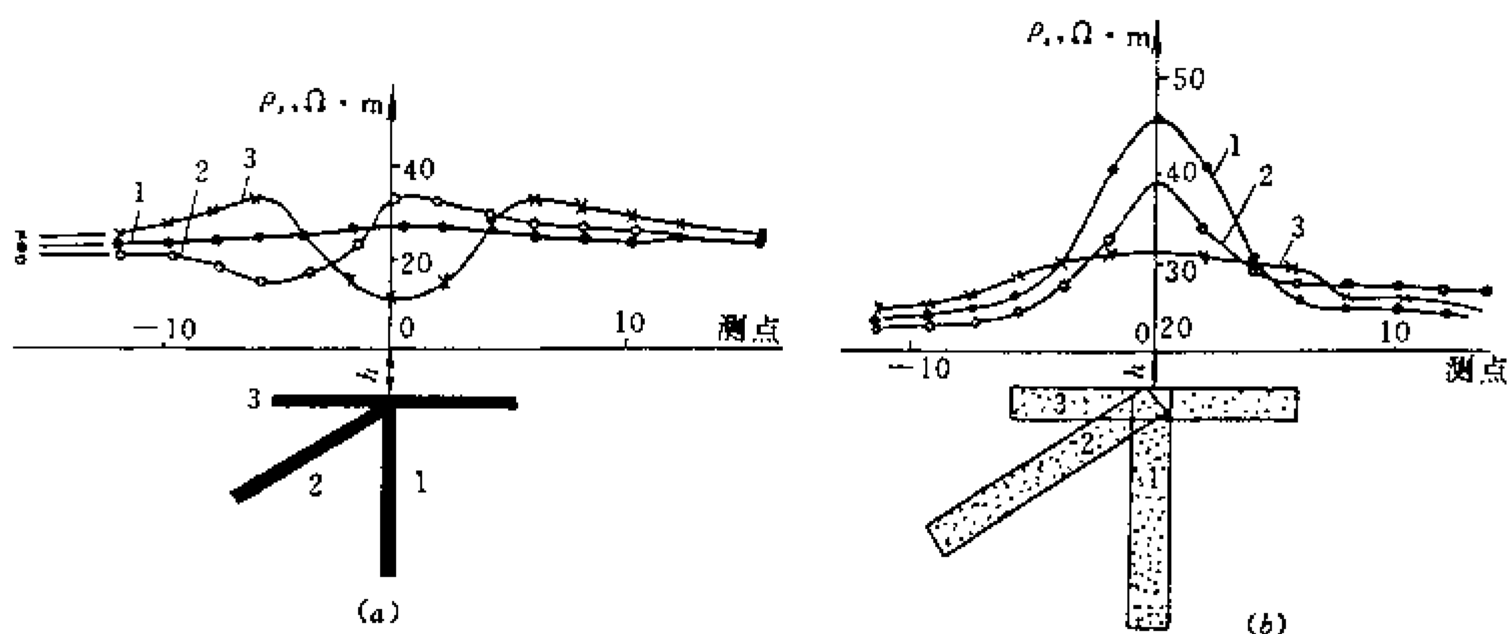


图 3-20 脉状体上的中间梯度法 ρ_s 模型实验曲线

a—低阻脉状体；b—高阻脉状体

判断高阻脉的倾向。

若高阻脉产状水平，它排斥均匀场水平电流线的能力最弱，中间梯度 ρ_s 异常最小。因此，用中间梯度法寻找高阻直立脉比水平及缓倾斜高阻脉有效。

（三）*中间梯度法在探测煤矿陷落柱中的应用*

在煤矿，陷落柱的存在不仅破坏了煤层的连续性，给机械化采煤带来极大困难，而且经常成为导水通道，对煤矿安全构成很大威胁。因此查明陷落柱发育的位置、规模和空间形态，是煤炭生产中急需解决的问题。

山西晋城某矿区在矿井施工和生产中，已揭露了规模较大的陷落柱10余处。陷落柱中主要充填物为大小不等的碎石岩块且胶结很好。由于气候干旱，矿井地下水水位低，区内陷落柱的电阻率高于煤系地层的电阻率。为此，用中间梯度法对已知陷落柱进行了观测。

图3-21所示，在陷落柱上，中间梯度 ρ_s 为高阻异常，其范围与陷落柱发育范围有很好的对应关系。按 $\rho_s/2$ 极大值圈出的陷落柱直径为25m，接近井下揭露规模（30m）。

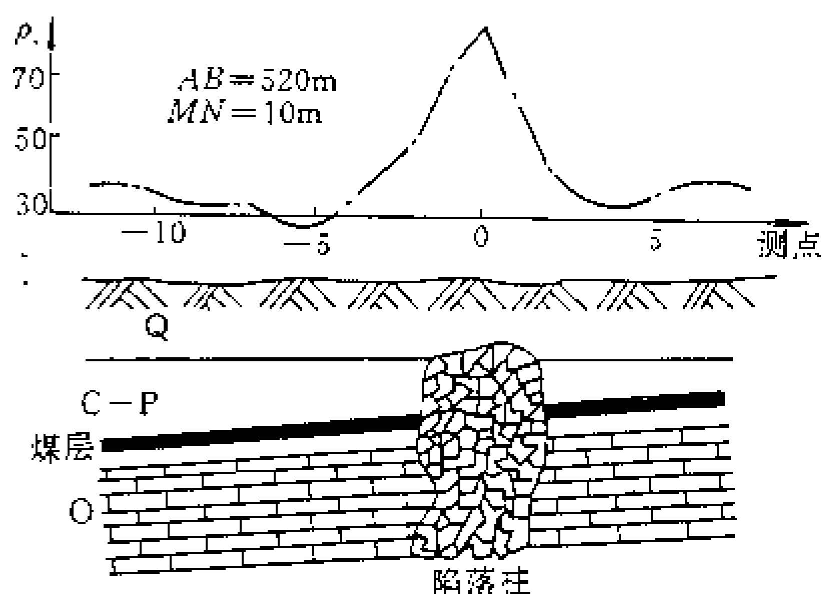


图 3-21 晋城某矿陷落柱上中间梯度法 ρ_s 异常实测曲线

第四章　水文地质及工程地质调查中的其他直流电探方法

第一节　充　电　法

一、充电法的基本工作原理和野外工作方法

(一)充电法的基本工作原理

充电法是利用被探测矿体的高导电率特性,采用人工直流电场对其充电,通过测量和研究充电体等位场的分布特征,综合地质资料的分析,达到解决地质问题的目的的方法。在水文和工程地质、环境地质调查中,利用充电法可以测定地下水流速、流向,追索地下暗河,探测岩溶发育通道,检测堤坝溶蚀及渗流通道,探查积水老窑范围,研究滑坡问题及圈定地下水污染源和渗流范围等。

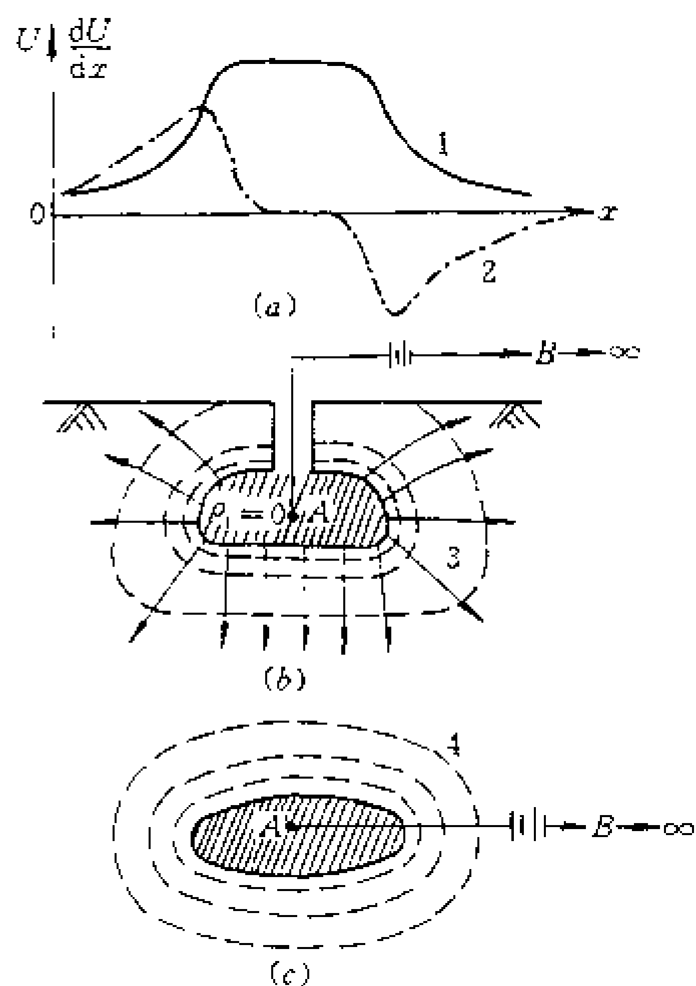


图 4-1　充电法原理及充电体周围电场分布

a—通过充电体顶部的剖面曲线;b—剖面图;c—平面图;1—电位曲线;2—梯度曲线;3—电流线;4—等位线

充电法的基本工作原理是:首先在天然或人工揭露(如坑道、钻井等)的良导体露头、地下水出露点上,接一供电电极 A,另一供电电极 B 置于远离充电体的位置(理论上称 B 为无穷远电极),然后通过 AB 供电线路对良导矿体充电(图 4-1 b),这样电流由充电体流入围岩,形成稳定电流场,该电场的分布特征与充电体的形态、大小及产状等因素有关。用测量电极 MN 在地面或坑道中观测充电体周围的电场,研究其分布规律,可以推断充电体的规模、形状和延伸情况等。

充电法有三种工作方法,即:电位法、电位梯度法和追索等位线法。

充电法的应用条件是:探测对象的电导率 δ_1 应远远大于围岩的电导率 δ_2(即 $\delta_1 \gg \delta_2$);围岩电性要比较单一,表层介质电性比较均匀、稳定;地形较平坦;探测对象要有天然露头或被人工揭露,如泉眼、浅井、钻孔及坑道等。

(二)充电体周围的电场特点

对于充电良导体,电流在其内部流动时不产生明显的电位降(图 4-1b、c),导体表面电位处处相等且等于充电点 A 的电位,这时充电体为一等位体。因围岩电阻率比充电体高得多,所以当电流线垂直充电体表面流入围岩时,在围岩中将产生明显的电位降落。其中,在界面附近电流密度最大,等位面密集,且形状与充电体形状一致。但随远离充电体,电流密度和电位急剧下降,此后电位降落减慢,等位面变稀。

如果充电体距地表较浅，地面等位线分布最密的地带大致反映了充电体的轮廓。在充电体顶部的剖面上所测得的电位曲线极大值和梯度曲线的零值点与充电体的顶部中心相对应(图 4-1a)。因此通过研究地表充电体所产生的电场分布，可以推断充电体的形状、位置和规模。

需要指出，在水文地质和工程地质调查中，由于充水构造的电导率一般并不满足远远大于围岩电导率的前提，严格来说，充电含水体是一似等位体，因此在分析和解释实测资料时应予注意。

(三)充电法的野外工作方法

在充电法中，A、B 供电电极可用铁、铜、铝等金属制成，M、N 测量电极则应使用紫铜(纯铜)材料。供电 A 极设法按置在良导矿体露头上，无穷远供电 B 极与 A 极的距离应为测区对角线长度的 2 倍以上；如果采用追索等位线法工作则 B 极远离充电点 A 的距离应为充电点 A 到边缘测点距离的 10 倍以上，无穷远 B 极最好垂直岩层走向布置。

充电法供电电流较大，为保证良好接地，必要时供电电极可采用电极组。

充电法有以下三种观测方式：

1. 电位法

测线应垂直充电体的走向或展布方向布置，测点距应根据充电体的规模和埋深选择，一般选 5m、10m 等。电位法需设置无穷远测量电极 N，N 极应安置在无穷远 B 极的相反方向，与测区中心的距离也要大于测区对角线长度的 2 倍以上。观测时，另一测量电极 M 沿测线按点距移动观测电位差 ΔU_{MN}，并测量电流 I。为消除改变供电电流对电位(ΔU_{MN})观测的影响，电位法采用参数 $\Delta U_{MN}/I$ 表示观测结果，最后将观测资料绘制成电位剖面曲线图(图 4-1a 中曲线 1)。

2. 电位梯度法

电位梯度法与电位法的区别在于：选择某一测量电极距 MN(一般选为点距的整数倍)，MN 同时沿测线逐点移动并测量二者间的电位差 ΔU_{MN}和供电电流 I。与电位法有所不同，电位梯度法用参数 $\Delta U_{MN}/(I \cdot MN)$〔单位：mV/(mA · m)〕表示观测结果并绘制出电位梯度剖面曲线(图 4-1a 中曲线 2)。

3. 追索等位线法

以充电点在地面投影点为中心，布设夹角为 45°或 30°的辐射状测线。选其中一条大致垂直矿体走向的测线为基线，在基线上先测出电位按一定 ΔU 分布的许多基点，然后将 N 极固定在某个基点上，用 M 极(通过灵敏检流计或电法勘探仪器)在测线上探寻电位与 N 极相等的点位。如此在各测线上追索下去，直到与原基点(N 极)闭合，连接各等位点即得出一条闭合等位线。依此类推，即可得到各基点的等位线，从而构成能反映矿体展布形状和范围的等位线平面图(图 4-1c)。

二、充电法在水文地质和工程地质调查中的应用

(一)测定地下水流速、流向

在水文地质工作中，用充电法在单孔中测定地下水流速、流向一般是将食盐(或其他电解质)投到孔内待测的含水层位，食盐在含水层中溶解形成良导盐水体，当地下水流动时，在地表可以使用充电法观察带电盐水体等位线随时间的运移情况。如图 4-2 所示，良导盐水等位线中心的位移方向为地下水的流向，地下水流动速度等于等位线的位移速度。

实测结果表明，在地下水流速大于 1m/d，含水层埋深小于 50m，地下水矿化度很低($\rho_{地下水}>15\ \Omega\cdot m$)，以及围岩电阻率相当高($\rho_{围岩}\geqslant 50\Omega\cdot m$)和钻孔无套管时，用充电法确定地下水流速、流向一般能得到良好的效果。

1. 追索等位线法

用追索等位线法测定地下水流速、流向的步骤如下：

(1)以待测井口为中心，在地面布设夹角为 30°或 45°的辐射状测线(图 4-3)。

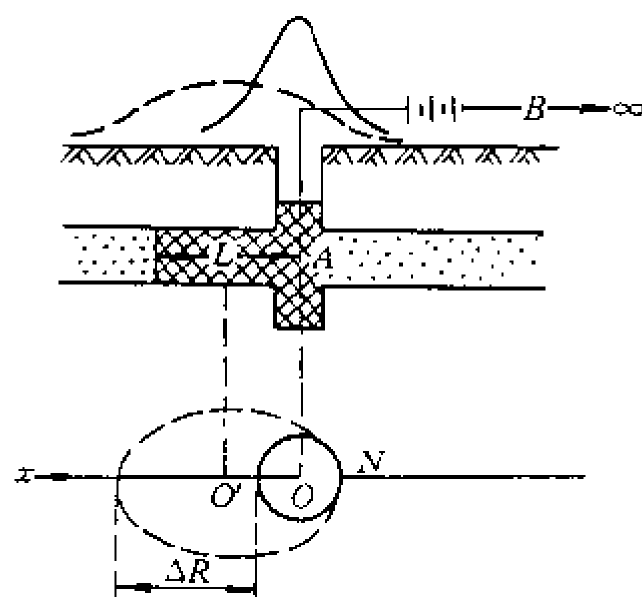


图 4-2 充电法测定地下水流速、流向原理图

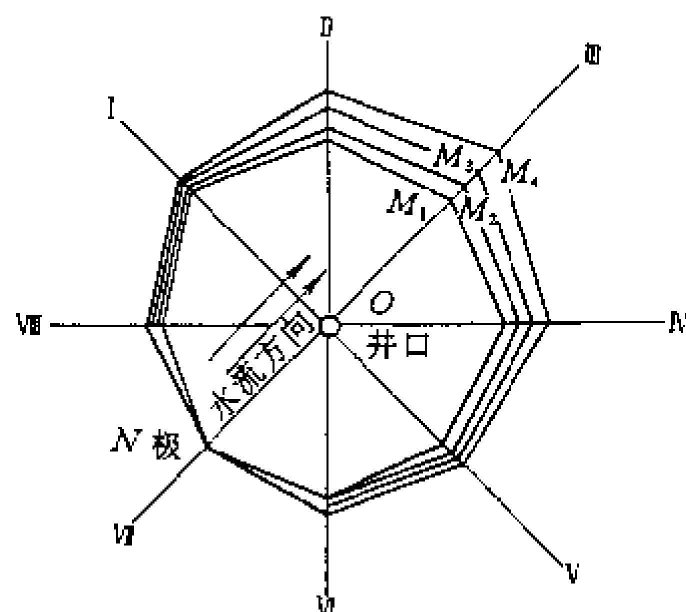


图 4-3 测定地下水流速、流向的等位线平面图

(2)将充电电极 A(最好用直径为 1～2cm 的金属球)放置于钻孔中待测含水层的中部，另一供电电极 B 置于距井口大于待测含水层深度 10～20 倍的“无穷”远处。

(3)将测量电极 N 固定于事先推测的背水流方向上，且距井口大致等于 A 极的深度。如果井内有套管，N 极应适当放远一些，以减小其影响，一般 $ON=(2\sim3)OA$。充电时，另一测量电极 M 沿各测线寻找 N 极的等位点，最后绘制成闭合的等位线。

(4)为了便于比较，在投盐前先测量一次正常等位线，即测量 2～3 条不同半径 ON〔一般 $ON=(1\sim2.5)OA$〕的正常等位线。若水文地质条件简单、介质均匀，正常等位线是以井口为中心的圆形。

(5)投盐时要注入一定数量的浓盐溶液，并将装有食盐的布袋放置井中 A 极处，同时记下投盐时间 t_1。

(6)投盐后，按一定时间追索 3 条以上等位线，记下每次观测时间 $t_2, t_3, \cdots$，得到异常等位线。

将不同时间观测的等位线按比例尺展绘在同一张平面图上。由于带电盐水体随地下水流向运移伸长，故异常等位线成椭圆形状。

(7)在等位线平面图上，等位线中心位移方向为地下水的流向，而其流速为

$$v=\frac{\Delta R}{\Delta t}$$

式中 ΔR ——等位线沿水流方向伸长的距离；

Δt ——异常等位线观测时间与投盐时间之差。

需要指出，一条等位线的观测时间一般较长，为保证精度，在测完各观测点后应重复测量起、始点，将其闭合差按各测点顺序及时间比例进行分配，最后得出改正后的等位线，是作为计算流速、流向的原始资料。

2. 矢量合成法

矢量合成法的工作原理、测网布置及工作步骤均与追索等位线相同，二者的区别仅在于作图方法不同。矢量合成法是根据在测线方向上测得的等位点向外伸长的距离，用矢量合成的方法求出等位点伸长的最大方向，该方向即为地下水的流向。在此方向上伸长的距离与2倍间隔时间之比，便为地下水的流速。

用矢量合成法确定地下水流速、流向的步骤如下：

(1)实测资料的整理。将8个方向测得的异常等位点与正常等位点相减，得到等位点的位移长度(表4-1)；然后，将相反方向等位点位移长度相减，求得4个方向上的相对伸长量。即

$$(-0.24_N)-(-0.41_S)=0.17_N\ \text{m}$$

$$(-0.62_{NE})-(-0.24_{SW})=0.86_{NE}\ \text{m}$$

$$(0.30_E)-(0.00_W)=0.30_E\ \text{m}$$

$$(0.48_{SE})-(0.04_{NW})=0.44_{SE}\ \text{m}$$

表4-1　等位点的位移长度

测线方向 / 位移长度,m / 观测时间	N45°W	N	N45°E	E	S45°E	S	S45°W	W
3月31日10点20分　17点50分	+0.04	−0.24	+0.62	+0.30	+0.48	−0.41	−0.24	0

(2)按一定比例尺将4个方向相对伸长量作图，按平行四边形法则求出合矢量R(图4-4)。其长度为1.33m，R的方向即为地下水的流向。

(3)求地下水流速v，即

$$v=\frac{R}{2\Delta t}=\frac{1.33}{2\times 7.5}=0.088\ \text{m/h}=2.112\ \text{m/d}$$

与追索等位线法相比，矢量合成法简便易行，求出的流向和流速准确。

实际工作中，一般先以多向布极测量求出地下水流向，然后再将N极置于逆水流方向上，用M极在水流方向上测出一定时间间隔的单向伸长量，此值被间隔时间去除，其商为地下水的流速。这种方法能避免因围岩、盐溶液的不均匀性及地形影响而得出错误的结果。

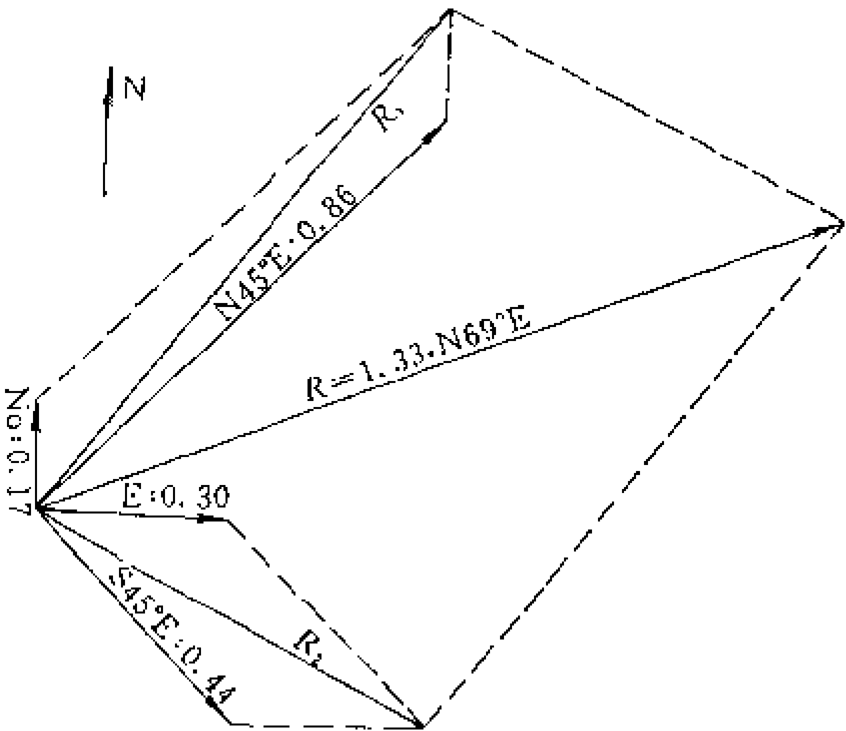


图4-4　矢量合成法计算淮北某地地下水流速、流向

(二)探查岩溶暗河的位置

图 4-5 为某铁路工区探查地下暗河分布的充电法电位梯度测量成果平面剖面图。在铁路工程地质勘探过程中，要求了解地下岩溶暗河是否经过铁路下部，并查明暗河的具体位置。从电位梯度平面剖面图中可以明显看出，异常曲线的过零点呈有规律的分布，故将这些零值点的边线推断为地下暗河在地表的投影（即 a、a'、a''和 c、c'、c''）。区内有一铁管，为防止其干扰，在测量时将它架空。

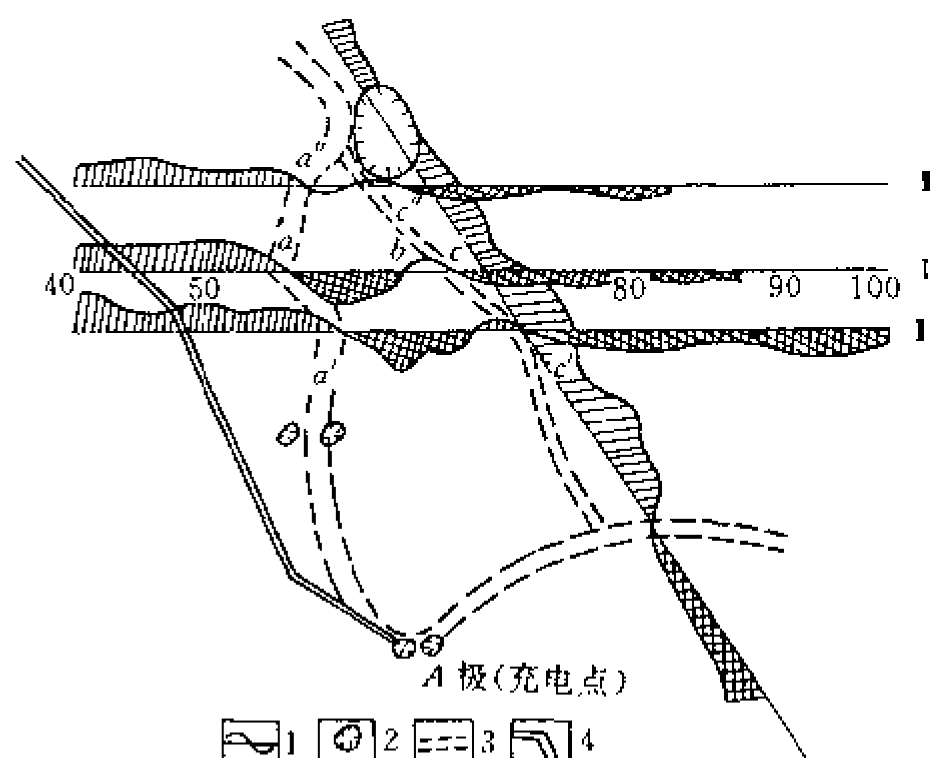


图 4-5 充电法探查岩溶暗河成果图

1—电位梯度异常曲线；2—溶洞；3—推断地下暗河；4—铁水管

根据充电法推断成果，在异常 a 处布置 2 个验证钻孔均发现地下暗河。在推断为支流或充水裂隙带的 c 处也布置了钻孔，虽未遇暗河，但见有溶蚀现象。

(三)探测充水老窑范围

在煤矿开采过程中，经常遇到充水老窑（旧坑道）及其采空区，严重威协煤矿安全生产。为了消除隐患，要求在调查中能准确圈定充水老窑的赋存范围。

通常，积水老窑的电阻率比围岩低得多，故可将积水老窑视为良导体。通过已知井口或勘探过程中已经发现老窑的钻孔对水体充电，并观测充电电场的分布，从而圈定积水老窑的分布范围。在条件有利时，还可大致确定其埋藏深度。

图 4-6 为某煤矿用充电法圈定充水老窑的应用实例。井田可采煤层属侏罗系地层，老窑顶、底板均为砂岩，电阻率在 80～200Ω·m 之间；老窑埋深约 10～15m，采空高度在 1m 以上，均充水无坍塌。利用残留的竖井积水作为充电点，进行电位梯度法测量。根据电位梯度平面剖面图确定的充水老窑的范围较前人资料要小得多，相差悬殊。经矿井恢复开采后证实，充电法圈定的结果与实际范围一致。

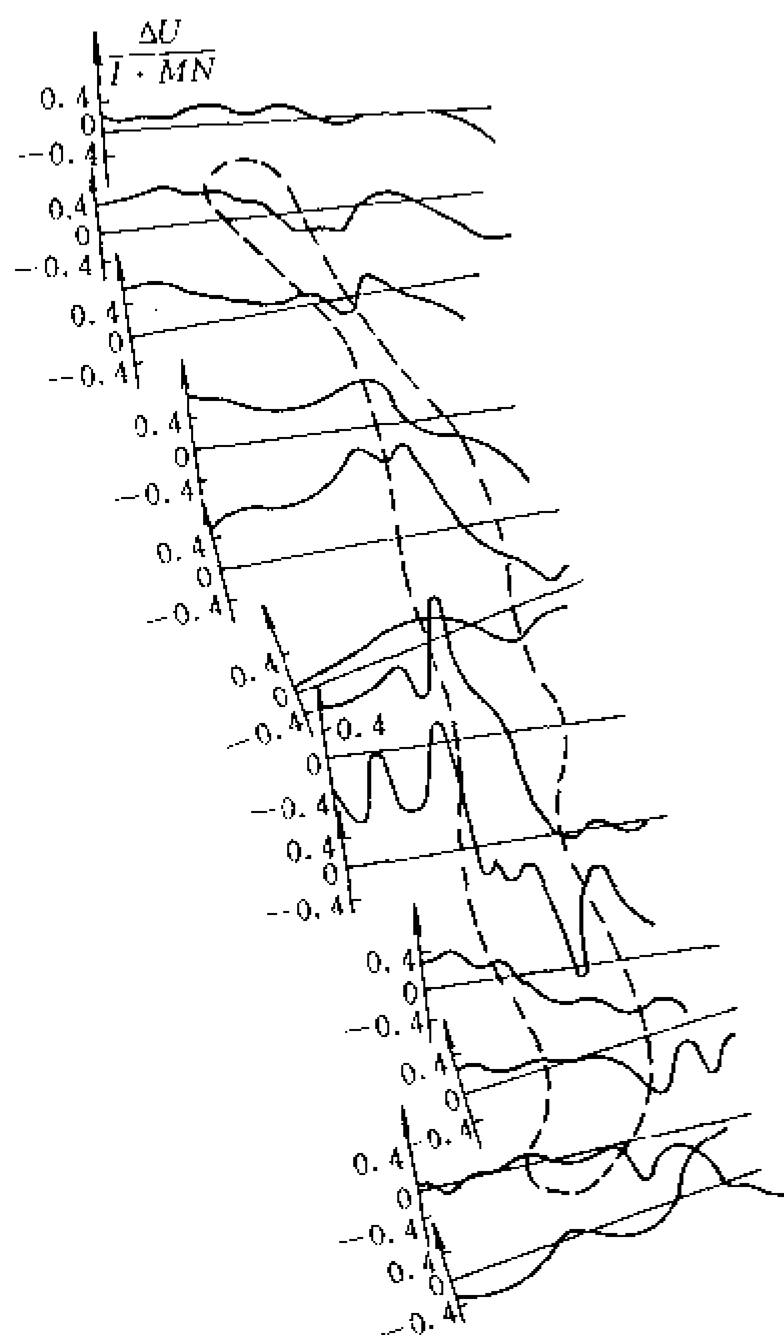


图 4-6 充电法圈定老窑范围成果

第二节　自 然 电 场 法

在地下，某些地质体在特定的地质、水文地质条件下，不需要人工供电，而由电动耦合、热效应耦合以及物理化学等作用自行产生的电场叫自然电场。在地表观测研究这种电场，用来解决地质问题的方法叫自然电场法。

在水文地质和工程地质方面，经常用自然电场法调查坝基、水库等工程的地下破碎裂隙带、岩溶发育带；研究湖泊、河流、水库地表水的漏失或补给关系及其与地下水的水力联系等；在水文钻孔抽水时，可确定抽水影响半径与降落漏斗；研究区域潜水的流向与岩溶(洞)裂隙的连通情况等。此外，自然电场法常与其他方法配合，研究滑坡地质、地下水污染以及地下管道和煤层自燃火区范围的探测等方面。

一、自然电场的成因

(一)过滤电场

当地下水溶液经过多孔岩石进行渗透时，由于岩石颗粒对正、负离子具有选择性的吸附作用，便出现正、负离子分布不均衡，从而形成自然电场。

实验表明，石英晶体、硫化物、泥质颗粒以及所有泥质岩层等均具有吸附负离子的作用，而碳酸岩类的石灰岩、白云岩则具有吸附正离子的作用。由于大多数沉积岩具有吸附负离子的作用，所以通常所说岩石对离子的吸附作用，一般是指吸附负离子而言。

当地下水在渗透压力作用下通过岩石颗粒间的孔隙时，由于岩石颗粒表面对地下水中不同离子的选择吸附作用，使流动溶液中正、负离子的数目失去平衡，其结果是溶液中多余的正离子聚集在靠近孔隙出口的下端(图 4-7)。这种正、负离子分布的差异所形成的电位差在水流方向上为高电位，逆水流方向为相对低电位。这种由岩石吸附作用产生的电场，称为过滤电场。

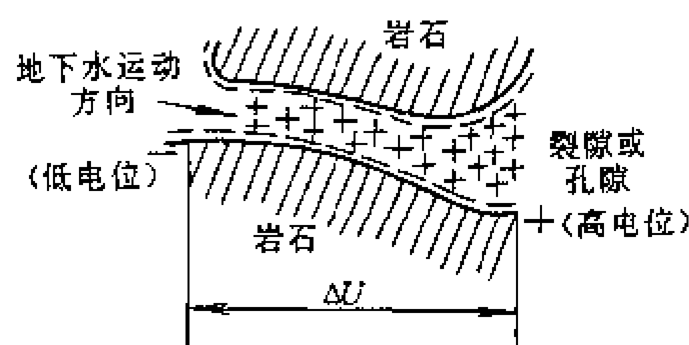


图 4-7　过滤电场形成原因

过滤电场的大小与地下水渗透压力的大小以及岩石、溶液的性质有关。近似估算过滤电场电位差大小的公式为

$$\Delta U = 0.77 \cdot \rho_{水} \cdot \Delta p$$

式中　$\rho_{水}$——地下水的电阻率；

Δp——引起地下水流动的压力差，MPa。

例如，高差为 50m 的山地地形(Δp 约为 1.01MPa)，其松散含水层中水的电阻率为 15 Ω·m，由上式估算出该条件下山地过滤电场的异常值为

$$\Delta U = 0.77 \times 15 \times 10 = 115.5 \text{ mV}$$

在自然界中，山坡上的潜水受重力作用而顺疏松层由山顶渗透到山谷时，在山顶形成负电位，山谷为正电位。这种由地形起伏引起的过滤电场称山地电场。山地电场的电位剖面曲线与地形剖面大致成镜像关系，即在山顶电位有极小值，而山谷电位有极大值(图 4-8)。在平面图上，山地电场电位等值线与山地等高线有近似形态。山地电场的强度一般不大，只在少数情况下达到数百毫伏。

过滤电场可用以解决某些水文地质和工程地质问题，如确定裂隙及岩溶地区溶洞的位

置以及确定地下水与河水的补给关系等。

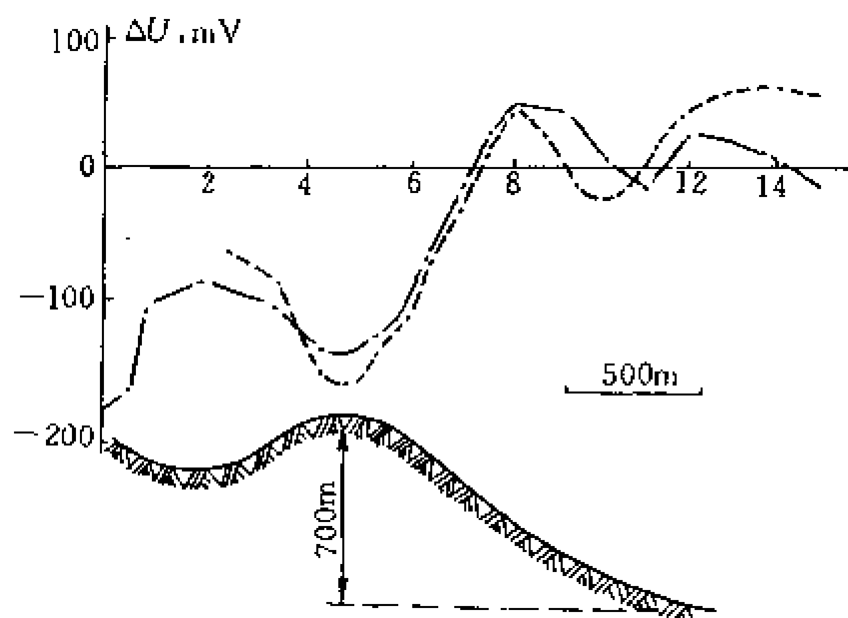


图 4-8 山地电场电位曲线

(二)扩散电场

当地下两种岩层孔隙中的溶液浓度或溶质有差别时，二者相接触面上便会产生扩散现象。在扩散过程中当浓度大的溶液中的离子向浓度小的溶液扩散时，由于正、负离子的迁移率不同，于是在两种不同浓度的溶液中就分别含有不等数量的正、负离子，浓度小的溶液中就增加了迁移率快的离子所带的电荷。

例如，当岩层中含氯化钠 NaCl 的水溶液浓度相差很大时，溶液中的钠离子 Na^+ 和氯离子 Cl^- 将向浓度小的溶液中扩散。由于氯离子的迁移率大于钠离子，故在浓度小的溶液一方氯离子数比钠离子多，呈现出负电位，而在另一方为正电位，这样便形成了扩散电场。

常见的正、负离子的迁移率见表 4-2。

表 4-2 常见的正、负离子迁移率

离子迁移率，$cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$(观测温度：25℃)			
正离子	迁移率×10^4	负离子	迁移率×10^4
H^+	36.2	OH^-	20.5
Na^+	5.19	Cl^-	7.91
K^+	7.61	NO_3^-	7.40
Ba^{2+}	6.60	SO_4^{2-}	8.29
Ca^{2+}	6.16		

扩散电场的数值很小，因为迁移快和慢的正、负离子之间存在着吸引力，从而使离子的实际移动速度变小。通常在多孔岩石中，离子扩散现象和吸附现象总是同时发生的。

(三)电子导体形成的自然电场——氧化还原电场

当电子导体(如金属矿体、无烟煤等)处在特殊的水文地质环境下，可以观测到电子导体的氧化还原作用所产生的自然电场。如图 4-9，电子导电矿体赋存于含孔隙水(离子导电)的围岩中，矿体一部分处于地下潜水面以上的氧化环境里，另一部分处于潜水面以下的还原环境中。处于氧化环境中的电子导电矿体发生氧化作用时，导体失去电子而带正电，围岩则获得电子带负电；处于还原环境中的导体，由于离地面较远，矿体本身及围

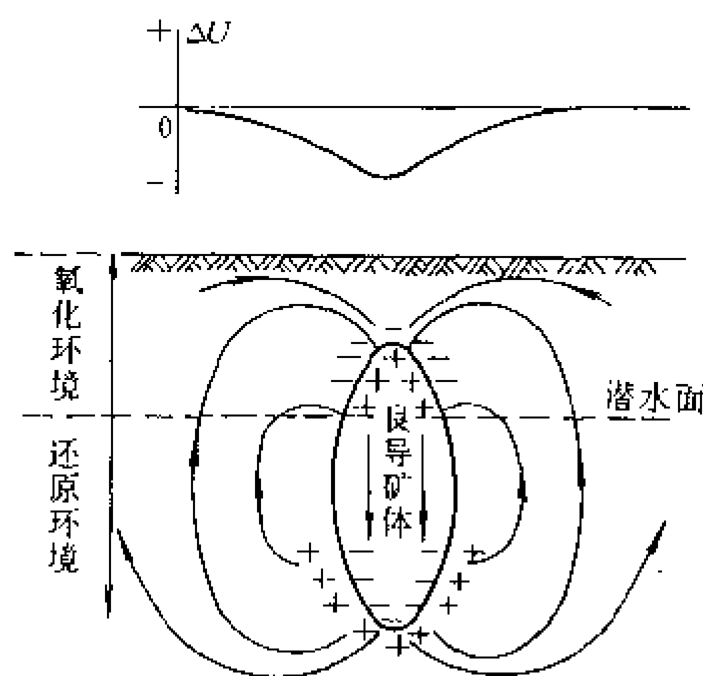


图 4-9 氧化还原电场

岩的风化程度低，质地较致密，在缺氧的环境中发生还原作用，溶液中某些离子将电子交给矿体，故矿体得到电子带负电，而围岩失去电子则带正电。这样在矿体与围岩的上下部分形成了符号相反的电位跳跃，在导体内部形成自上而下的电流，在围岩中则形成自下而上的电流。所以在导体上方的地面进行电位测量，将获得负的电位异常。

电子导电矿体的氧化还原电场对解决有关水文地质和工程地质问题的自然电场法相对来说是一种干扰，应该注意识别它们。

二、自然电场法的野外工作方法及资料整理

模拟或数字直流电阻率法仪器均可用于自然电场电位差的观测。由于常见的自然电位异常幅度在几毫伏至几百毫状之间，同时为避免电极极化电位的干扰，所在测量时，M、N 电极应采用不极化电极，以避免将电极极化电位（一般称极差）叠加在自然电位值上。

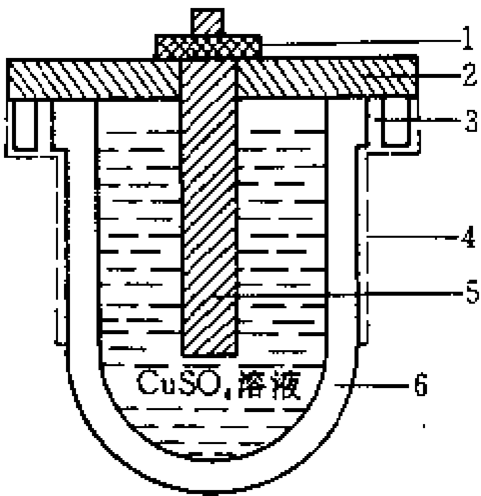


图 4-10　不极化电极的结构
1—螺丝帽；2—胶木盖；
3—固定孔；4—涂釉层；
5—纯铜棒；6—素瓷渗透层

不极化电极的结构如图 4-10 所示，即瓷罐内盛满硫酸铜溶液，固定在胶木盖上的纯铜电极通过硫酸铜溶液在瓷罐底部微孔中的渗透与地表介质接触。由于 M、N 两个电极处于同一种硫酸铜饱和溶液中，分别具有相同的极化电位，所以两个电极之间电位差为零。然而，硫酸铜和铜电极在纯度上不可能完全一致，因此电极极化电位差实际上也不可能等于零，故电法勘探规程规定电极极化电位差必须小于±2mV。这就要求在每次野外工作前、后都要检查极差大小。

自然电位法测网布置主要根据勘探对象的大小和勘探任务的详细程度而定。测线方向要垂直于勘探对象的走向，野外常用的工作比例尺及测线距、测点距如表 4-3 所示。

表 4-3　野外常用的工作比例尺、测线距及测点距

勘探阶段	普查		详查		
比例尺	1∶25000	1∶10000	1∶5000	1∶2000	1∶1000
测线距，m	250	100	50	20	10
测点距，m	100，50	50，20	20，10	10，5	5，2

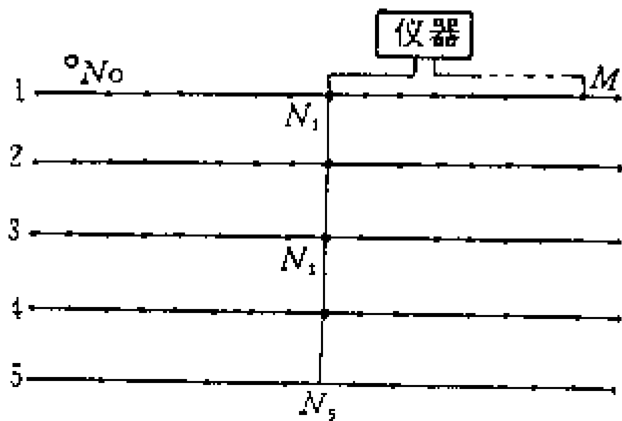


图 4-11　电位法野外施工布置平面图

自然电位法的观测方法有电位观测法、梯度观测法和追索等电位线法三种。其中，电位梯度观测法和追索等电位线法的工作方法与充电法相应的观测方法类同。

野外通常采用电位法观测。电位法观测时，将 N 极布置在远离异常体且电场稳定的正常场区内，作为相对电位零点（一般称基点），M 极沿测线逐点移动并观测每一个测点与基点间的电位差（图 4-11）。

若进行面积性的自然电位观测，整个测区要设一个总基点（N_0），各测线设一分基点（如 N_1，N_2，…），

并观测各分基点与总基点间的电位差(称基差),最后将各测点的电位值均要换算成为相对总基点的相对电位值,并以此电位值作为绘制各种自然电位图件和解释的原始资料。

对野外实测的自然电位数值首先要计算出各测点的相对自然电位值,计算公式为

相对电位值=电位读数+基差-(极差+极差分配)

式中 相对电位值——测点相对总基点(N_0)的电位值;

电位读数——测点相对分基点($N_1, N_2, \cdots$)的电位读数;

基差——分基点相对总基点的电位值;

极差——开工之前 M、N 电极间的电位差值;

极差分配——从开工到收工的时间间隔内极差的变化值按各测点线性分配的数值。即

极差分配=测点序号×极差变化/测点总数

然后,根据相对电位值可编制自然电位剖面曲线图、自然电位曲线平面剖面图以及电位平面等值线图。

三、自然电场法在水文地质和工程地质调查中的应用

1. 研究区域性地下水的流向

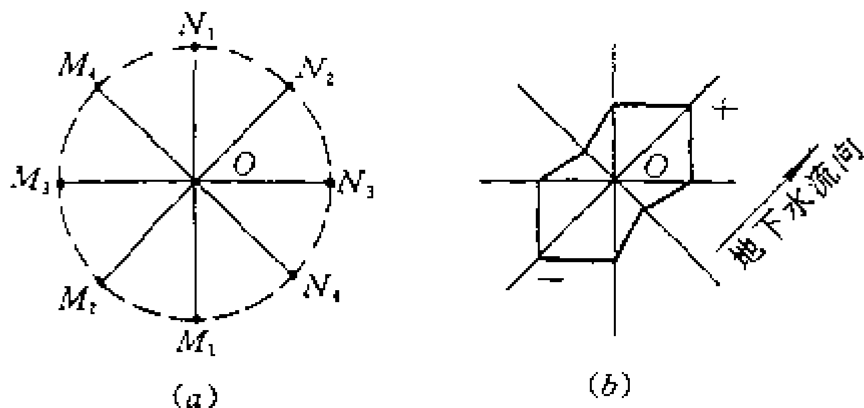


图 4-12 自然电场"8"字形观测法

测定浅层区域性地下水流向时,通常采用环形测网(也称"8"字形法),即以测点为中心布设夹角为45°的辐射状测网(图4-12*a*),分别测量等距的 M_1N_1、M_2N_2、M_3N_3、M_4N_4 之间的电位差 ΔU_{MN}。然后,将所测电位差按一定比例尺表示在相应的观测方向上,再将各端点连接起来,便构成"8"字形异常图(4-12*b*)。

根据过滤电场产生的原理可知,沿着地下水流向的2个测点间的自然电位差最大,而垂直地下水流方向的2个测点间的自然电位差最小。显然,所测"8"字形长轴与地下水流的轴向一致且高电位一测为地下水的流向,低电位一测为逆水流方向。

2. 测定抽水试验下降漏斗的影响半径

当抽水时,地下水由四面八方流向钻孔,从而形成下降漏斗并引起地下水自然流向的变化。采用"8"字形法或电位观测法可以测量抽水试验中下降漏斗的影响半径(图4-13)。

以钻孔为中心,布设2条相互垂直的剖面线,并以一定的点距分别布置"8"字形测点。显然,下降漏斗范围内"8"字形的长轴方向均指向钻孔,而抽水影响半径之外的"8"字形长轴方向仍保持抽水前的地下水流向。

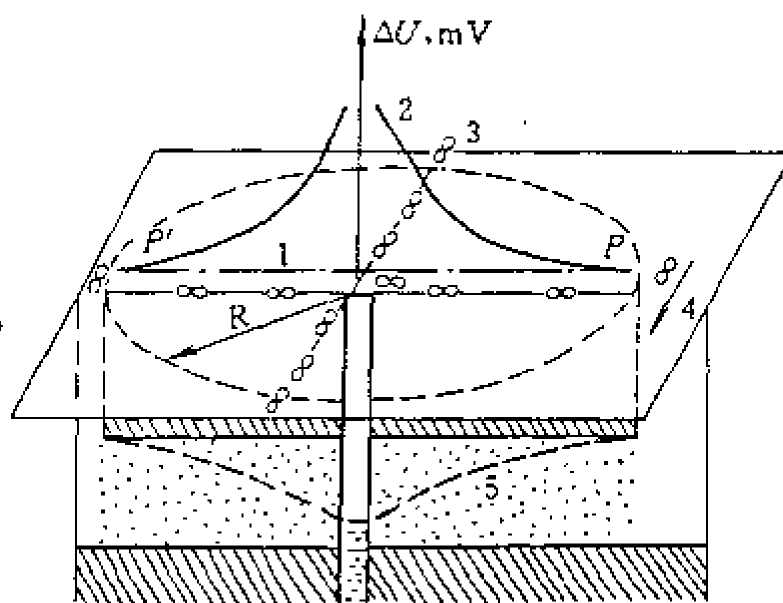


图 4-13 自然电位法测定抽水下降漏斗半径

1—抽水前自然电位曲线;2—抽水时自然电位曲线;3—自然电位"8"字形异常;4—区域地下水流向;5—抽水下降漏斗

沿相互垂直的2条剖面线的电位测量结果，将在钻孔顶部电位曲线有极大值，在下降漏斗边缘趋于抽水前的正常值。显然，抽水前、后自然电位曲线的分离点 P、P' 处即为下降漏斗的边界，由该点到钻孔中心的距离 OP（或 OP'）即为抽水下降漏斗的影响半径 R。

3. 用于水利工程设施的工程地质调查

自然电场法可以确定水库漏水地点，了解河水和地下水的水力联系及岩溶地区地下水活动情况。

根据过滤电场的原理，当地下水补给地表水时，在地面上可以观测到自然电位正异常（图 4-14*a*）；当地表水补给地下水时，则可以观测到自然电位负异常（图 4-14*b*）。

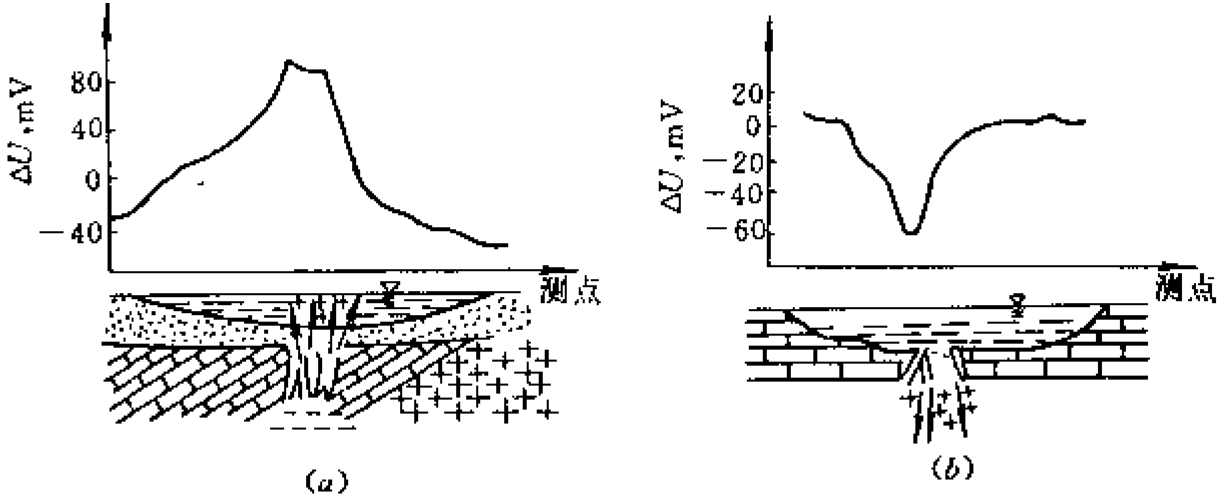


图 4-14 地下水力联系与自然电位曲线的关系

图 4-15 为美国德克萨斯州东南部一个水库土堤坝上确定堤坝中地下水渗漏的自然电场法成果。该堤坝长 2900 foot，坝高 60 foot，沿堤坝的堤脊和顺流的坝面观测自然电位并绘制了自然电位等电位线图。

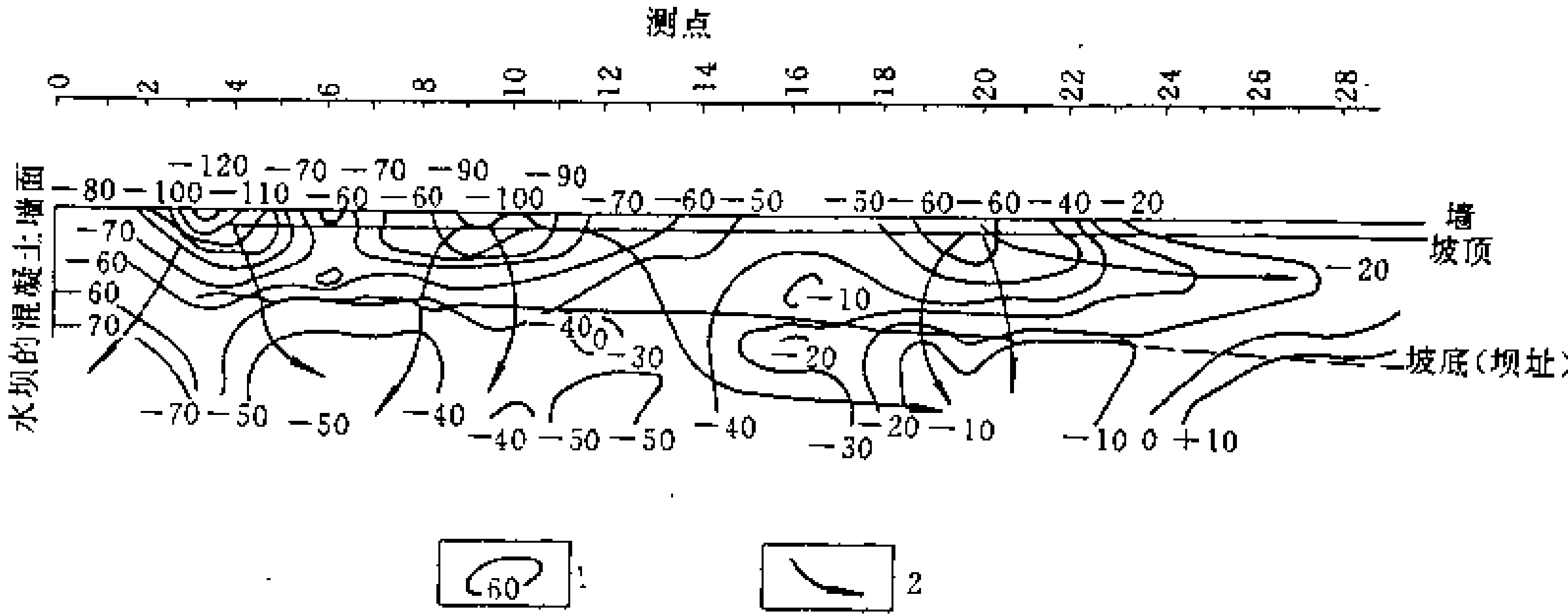


图 4-15 美国德克萨斯州某水库堤坝的自然电位等值线

1—电位等值线（单位：mV）；2—推断渗漏通道

根据自然电场形成机理和电位理论分析，结合具体条件，依据下列准则，定性地解释堤坝上的自然电场法资料成果如下：

(1)通常，沿顺水流方向自然电位为高值异常；坝上相对于下游自然电位为负值异常。

(2)垂直、均匀的向下渗漏，通常会产生平行于土坝纵轴的自然电位等电位线向渗漏方

向的正电位升高。

(3)自然电位曲线的梯度通常与渗透密度和速度成正比。

(4)在不规则渗漏区自然电位等电位线受到畸变,高流量的粗粒区通常产生局部负异常,低流量的细粒粘土区产生局部正异常。

(5)地下水流动通道一般与自然电位等位线呈正交。

(6)埋设在地下的金属设施,如钢筋、管道、电缆、钢板等由地下水渗漏引起的异常,解释时必须考虑上述设施的存在。

从图 4-15 看出,沿堤坝测定的自然电位等值线,在堤脊上自然电位普遍为负值,而坝脚电位值则升高,甚至变为正值。测区西南端,负电位高异常值可能是混凝土结构引起,可以不解释。但图中许多区段的电位等值线并非连续平行于坝轴,而显示出不规则渗漏模式。具体地说,水渗透量高于平均值的区域集中在图中箭头推断的测点 3 和 4、9 和 10、21 和 22 之间的地段。出现在 21 测点附近,即最东边的箭头表示的等值线畸变是区内最强烈的畸变。

电位理论分析指出,水的渗透发生在坝脊下约不超过 30 foot深处。已知堤坝背后所蓄水的水面标高分别在堤坝背脊下约 16~42 foot之间,因此可以认为,自然电位异常是由积蓄的水渗出堤坝所引起的,并不是由地表水的运动或水库库底下深部的水流引起的。

第三节　直流激发极化法

本世纪 70 年代以来,我国较多部门运用直流激发极化法在勘查金属矿产以及寻找地下水方面都得到了广泛的应用,并取得了一定的地质效果。但在水文物探中,我国十几年的实践表明,应用激电法找水(包括孔隙水、裂隙水和岩溶水)在不少地区取得了好的效果,但在有些地区并不理想。由于激发极化法找水机理的理论研究还不够深入,方法本身不能给出确切的岩石物性参数,找水的效果也有不稳定,所以应用该法找水今后需进一步完善和发展。

一、岩、矿石的激发极化效应

(一)激发极化现象

在地下岩、矿石中供稳压直流电 ΔU_1(图 4-16a),通过测量电极 M、N 可观测到其间的电位差 $\Delta U(t)$随时间增加而增大(图 4-16b),在几秒钟至几分钟后,$\Delta U(t)$逐渐趋于一稳定的饱和值 ΔU。当供电线路断开后,发现 M、N 电极间的电位差 $\Delta U(t)$并未马上消失,而是在断电后最初一瞬间快速衰减到某一数值 ΔU_2,然后随着时间的延续,$\Delta U(t)$缓慢衰减,经几秒甚至几分钟后衰减为零。显然,$\Delta U(t)$的变化与电容器充放电过程具有相似的特性,岩、矿石的这一特性称为激发极化现象。

通常将 ΔU_1 称为一次场;把断电后的衰减电场称为二次场,并用 ΔU_2 表示断电瞬间观测到的二次场极大值。显然,在供电(或充电)过程中一次场和二次场是叠加在一起的。即

$$\Delta U(t)=\Delta U_1(t)+\Delta U_2(t)$$

式中　$\Delta U(t)$——激发极化场电位差(总场);

$\Delta U_1(t)$——激发场电位差(一次场);

$\Delta U_2(t)$——极化场电位差(二次场)。

离子导体的激发极化效应与岩石的湿度、粘土含量、孔隙水的矿化度等因素有关。观测、研究极化场的分布规律,可以解决有关的水文地质问题。

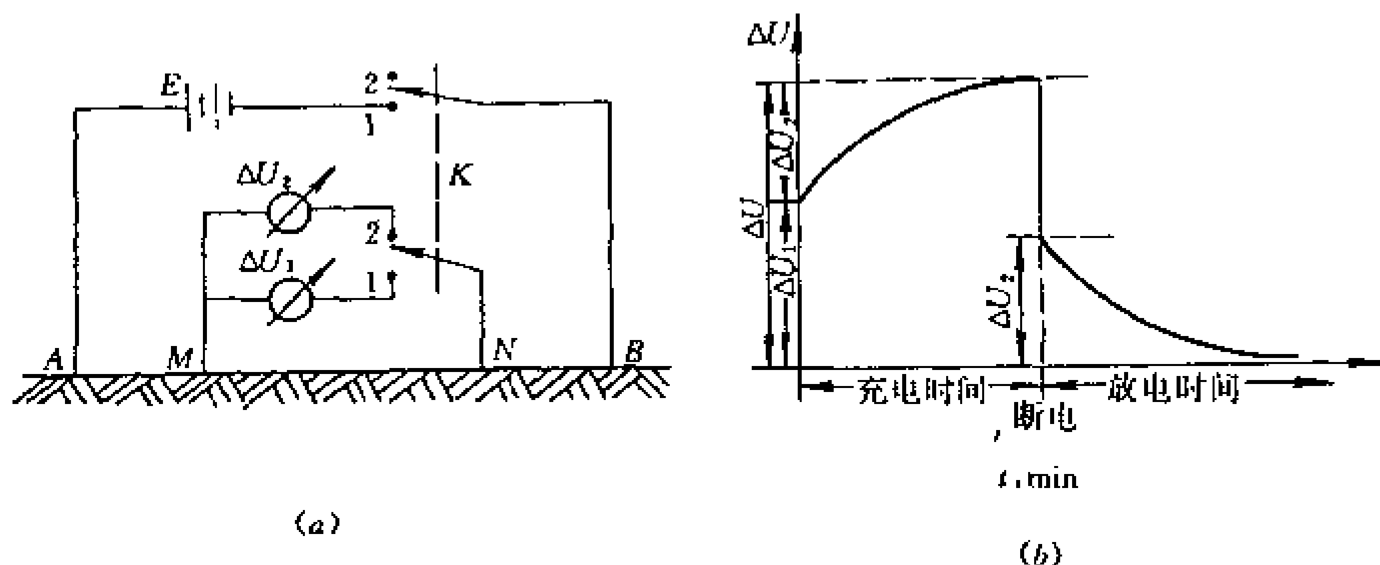


图 4-16 激发极化现象

a—观测装置示意图；b—充放电电位差 $\Delta U(t)$变化曲线；

图 b 中，充电过程测量：$\Delta U=\Delta U_1+\Delta U_2$；断电后测量 ΔU_2

（二）离子导体激发极化效应机制的认识

考虑到水文地质和工程地质调查的特点，这里仅介绍对离子导体的激发极化效应机制的认识。

对离子导体激发极化效应，不同的研究者从各自试验结果作出了不同的解释。迄今为止，仍然对所观测到的现象没能作出比较统一、合理的解释。目前提出的离子导体激发极化效应的机制，都是建立在偶电层的基础上的。即含水岩石的极化效应，是与岩石骨架的固相物质和岩石孔隙中的液相接触界面上的偶电层有关。

图 4-17 为离子导电岩石模型偶电层的结构。岩石中含有适量的砂粒和粘土，砂粒表面带有粘土等混杂杂质。当岩石孔隙饱含地下水时，由于粘土颗粒表面具有选择吸附地下水中负离子的特性，故在粘土表面固定着负离子层，由于静电吸引结果，这层负离子又吸引溶液中的正离子而形成偶电层。偶电层的结构为：粘土表面为电荷不能移动的带负电的薄膜；紧贴粘土负电薄膜的是被其牢固吸引且不能自由运动的正离子层，称为紧密层，其厚度与离子直径的数量级相同，约为 10^{-8}m；离开紧密层，由于正离子受负薄膜的吸引力减小而可以沿界面平行移动，这一范围称为扩散层，其厚度约为 10^{-7}～10^{-6}m。在扩散层中，正离子浓度远远高于负离子；在扩散层外，正、负离子浓度相等，即为正常溶液。

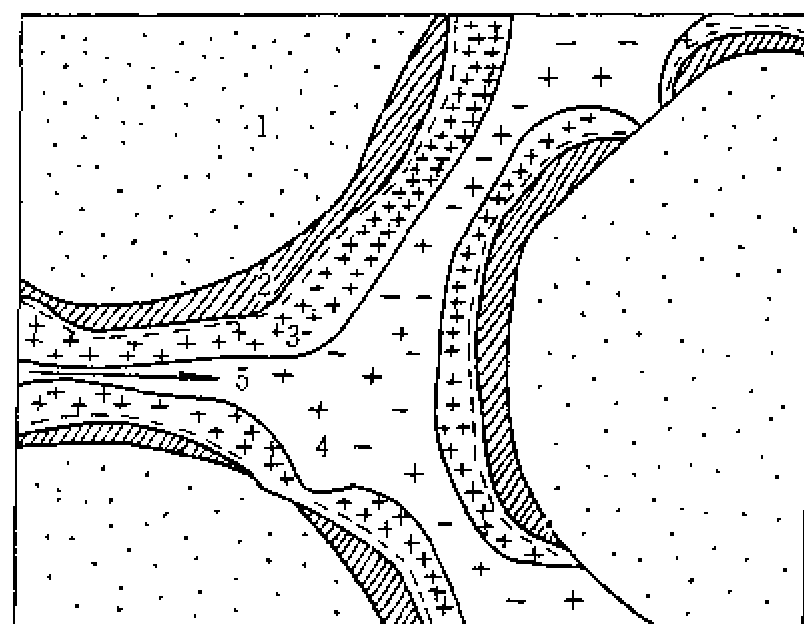


图 4-17 偶电层的结构

1—砂粒；2—粘土；3—偶电层；

4—正常溶液中的自由离子；5—激发电场

下面介绍偶电层的离子导体激发极化效应机制的两种主要假说——薄膜极化和偶电层形变假说。

1. 薄膜极化假说

由图 4-18 可知，当岩石的某些颗粒的孔隙通道大小与偶电层的扩散层厚度数量级相同时，颗粒间的孔隙处于偶电层的扩散层内，因而形成了含有过剩正离子的窄孔带，其他部分为宽孔带。在窄孔带中，过剩的正离子吸引负离子而排斥正离子(图 4-18a)。当供电时，在外电场作用下、正离子在窄孔带(称为正离子选择带)中移动速度较快，负离子因被正离子吸引、阻塞而移动速度较慢，结果在窄孔的出口处(即电流流出端)堆积了较多的正离子(图 4-18b)。在宽孔带中，正、负离子在外电场作用下的移动速度差别不大，故将宽孔带称为不选择带。这样便在宽、窄孔相间的孔隙中形成离子浓度梯度变化(图 4-18c)。由于从选择带到不选择带内的正、负离子流均不平衡，从而形成浓度扩散电位。断电后，外电场作用消失，由于离子扩散作用，离子浓度梯度将逐渐消失并恢复到通电前的状态，激发极化二次场衰减为零。

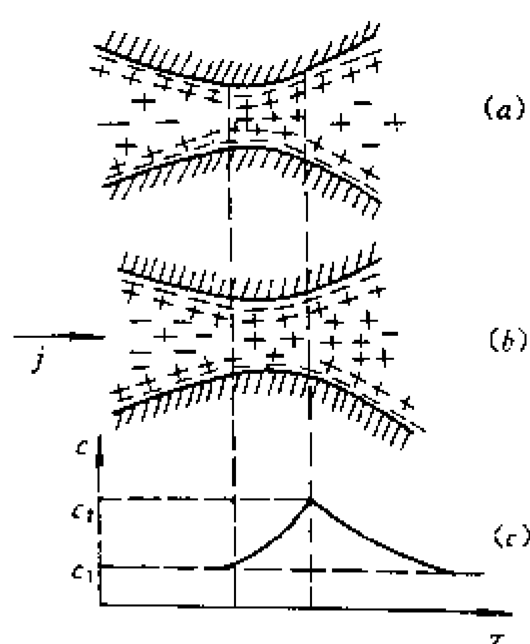


图 4-18 薄膜极化机理

a—供电前离子分布；b—供电时离子分布；c—正离子浓度变化曲线；j—激发电场电流密度

2. 偶电层形变假说

在无激发场作用时，岩石颗粒表面的偶电层处于平衡状态(图 4-19a)。在激发电场的作用下，岩石颗粒表面的偶电层将发生形变(图 4-19b)，在电流流入端，岩石颗粒表面的偶电层中扩散层的正离子在电流的作用下，沿着颗粒表面向颗粒背面移动，使得电流流入端偶电层的扩散层变薄，正离子减少，而电流流出端的扩散层增厚，正离子增多。为维持电荷的平衡，在偶电层以外的正常溶液中，相对颗粒而言，在电流流入端便补充了足够的正离子，而在逆电流的另一端，则补充了足够的负离子。断电后，堆积在颗粒两端的离子放电，以恢复通电前偶电层的平衡状态(图 4-19c)，这时便可观测到激发极化二次电场。这就是离子导体激发极化效应机理的偶电层形变假说。

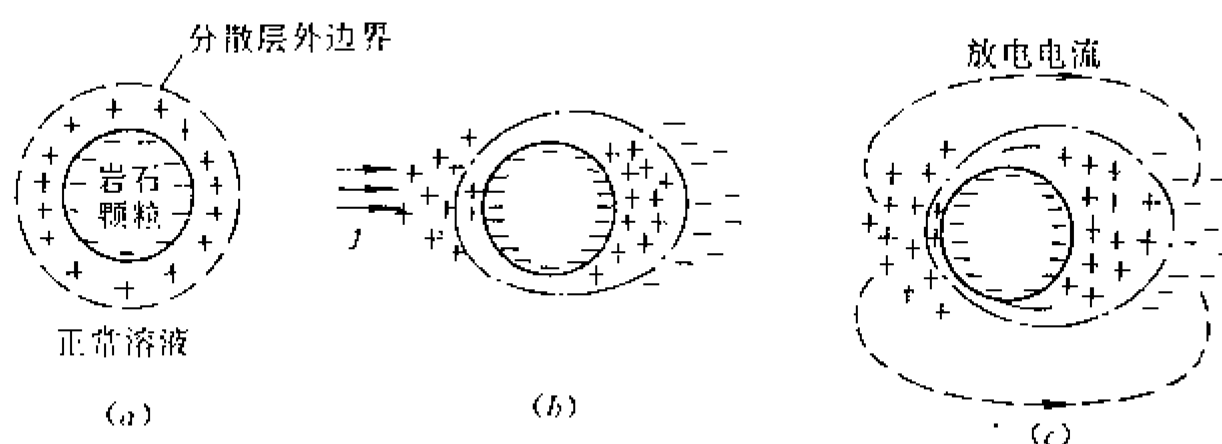


图 4-19 岩石颗粒表面偶电层形变激发极化机理

a—无外电流场时平衡状态的偶电层；b—在外电流场作用下偶电层发生形变；c—断电后离子放电产生激发极化二次场

二、直流激发极化法找水的各种测量参数

激发极化法是观测和研究岩、矿石激发极化效应的方法，其测量参数包括表征极化效应强弱的极化率参数以及表征极化效应的时间特性参数。

（一）极化率 η 和视极化率 η_s

通常采用二次场的峰值电位差 ΔU_2 与一次场的电位差 ΔU_1 之百分比来表征岩、矿石激发极化效应的相对强弱，并称其为极化率，用 η 表示。即

$$\eta=\frac{\Delta U_2}{\Delta U_1}\times 100\% \tag{4-1}$$

野外工作中，均是采用电阻率装置测定激发极化效应的二次场。由于体积效应，实测结果是勘探体积内所有岩、矿石的综合影响，故对非均匀介质的极化率也引入同视电阻率一样的概念，即视极率 η_s；此外，因为一次场电位差 ΔU_1 远远大于二次场电位差 ΔU_2，而且在供电过程中 ΔU_1 与 ΔU_2 叠加在一起，为了便于野外观测，视极化率 η_s 实际上采用供电时的总场值 ΔU 除断电瞬间的二次场峰值 ΔU_2 的百分比来表示。即

$$\eta_s=\frac{\Delta U_2}{\Delta U}\times 100\% \tag{4-2}$$

在实际工作中，有时也用供电时间为 T 时观测到的总场电位差 $\Delta U(T)$ 除断电后 t 时刻观测的二次场电位差值 $\Delta U_2(t)$ 的百分比表示 η_s。即

$$\eta_s(T,t)=\frac{\Delta U_2(t)}{\Delta U(T)}\times 100\% \tag{4-3}$$

由于 $\Delta U_2(t)$ 和 $\Delta U(T)$ 均与供电电流成线性正比关系，故 η_s 为与电流无关的无量纲常数。但 η_s 与供电时间 T 和测量延迟时间 t 有关，因此当提到极化率时，必须指出对应的供电时间 T 和测量延迟时间 t。

对于电子导电的岩、矿石，其极化率与电子导电矿物的含量成正比。一般 η 值在 10%～50%的范围。

对于离子导电的岩石，其极化率取决于岩石的湿度、粘土含量及孔隙水矿化度等。常见其 η 值一般在 1%～2%，个别可达 4%～5%。

（二）表征岩石激发极化效应的时间特性参数

大量实验和找水实践表明，对饱含水的岩石，激发极化放电二次场的衰减速度与岩石颗粒度、湿度及溶液矿化度等因素有关。在没有电子导体干扰的情况下，一般在含水层上的二次场相对非含水层要强，衰减速度也慢，且颗粒度越大、富水性越强，二次场衰减速度则越慢。因此，研究二次场的放电时间特性对找水具有实际意义。

1. 衰减时 S_t

衰减时 S_t 是指放电二次场由断电后的最大观测值 ΔU_2 衰减到某一百分数（如 75%、50%、45%、30%）时所对应的放电时间，其单位为秒(s)。国内目前在找水中主要采用半衰时 $S_{0.5}$。半衰时 $S_{0.5}$的大小与放电速度成反比，即半衰时越大，放电速度越慢。

2. 衰减度 D

衰减度 D 被定义为断电后 0.25s 到 5.25s 时间间隔内二次场放电曲线积分平均值 $\overline{\Delta U_2}$ 与断电后 0.25s 时的二次场电位差值的百分比。即

$$D=\frac{\overline{\Delta U_2}}{\Delta U_2(0.25'')}=\frac{\frac{1}{5}\int_{0.25''}^{5.25''}\Delta U_2(t)\mathrm{d}t}{\Delta U_2(0.25'')}\times 100\% \tag{4-4}$$

显然，D 值大，二次场放电速度慢；D 值小，则放电速度快。实测结果表明，盐碱地土的 $D\approx$ 15%；不含水的黄土 $D\approx30\%$；含水砂砾石层的 $D\approx40\%\sim60\%$；含水破碎带的 $D\approx80\%$。在

不少地区，利用衰减度找水取得了较好的效果。

3. 断电后两个不同时刻二次场电位差的比值

$$\frac{\Delta U_2(t_1)}{\Delta U_2(t_2)} \tag{4-5}$$

用不同型号的仪器，选择的 t_1、t_2 时间也不同。通常有

$t_1=0.25''$， $t_2=2''$

$t_1=0.5''$， $t_2=5''$

$t_1=1''$， $t_2=5''$

$t_1=5''$， $t_2=20''$

因比值参数的分母选择的时间大于分子，故比值参数大小与二次场放电速度成正比。

（三）其他参数

1. 激发比 J

把极化率 η 和衰减度 D 之积定义为激发比，并用 J 表示。即

$$J=\eta \cdot D=\frac{\Delta U_2}{\Delta U}\times 100\% \tag{4-6}$$

在含水层上，η 和 D 一般均为高值异常，因而激发比参数具有放大异常的特点。

2. 相对衰减时 S_R

相对衰减时 S_R 被定义为衰减时 S_t 与电阻率 ρ 的比值，单位为秒每欧(姆)米〔s/(Ω·m)〕。即

$$S_R=\frac{S_t}{\rho} \tag{4-7}$$

实际工作中，通常采用同一装置下观测的衰减时和视电阻率 ρ_s 之比计算相对衰减时 S_R。在富水性较好、电阻率比较低而衰减时反应富水性不明显的地区，相对衰减时 S_R 能使异常增大。

由此可知，激发比和相对衰减时参数都是为突出异常而定义的，故将其称为综合参数。

3. 含水因素 M_S

含水因素 M_S 被定义为半衰时 $S_{0.5}$ 测深曲线与电极距 $AB/2$ 横轴（对数）所围的面积值，单位为秒米(s·m)。M_S 的表达式为

$$M_S=\int_{(AB/2)_{\min}}^{(AB/2)_{\max}} S_{0.5}\left(\frac{AB}{2}\right)\cdot \mathrm{d}\left(\frac{AB}{2}\right) \tag{4-8}$$

通过在模数为 6.25 cm的单对数坐标纸上绘制实测半衰时测深曲线计算 M_S 时，可采用小梯形面积求和法（图 4-20），其表达式为

$$M_S=\sum_{i=1}^{n-1}\frac{S_{0.5}(L_{i+1})+S_{0.5}(L_i)}{2}\cdot(L_{i+1}-L_i) \tag{4-9}$$

式中 n ——实测电极距总数；

$S_{0.5}(L_i)$，$S_{0.5}(L_{i+1})$ ——相邻电极距 $AB/2$ 对应的半衰值时；

$(L_{i+1}-L_i)=6.25\left[\lg\left(\frac{AB}{2}\right)_{i+1}-\lg\left(\frac{AB}{2}\right)_i\right]$。

实验结果表明，衰减时 S 与静水量呈正相关，含水因素 M_S 与涌水量 Q（动水量）呈正相关。因而半衰时 $S_{0.5}$ 与含水因素 M_S 参数的增高反映了地下水的相对富集。M_S 与涌水量又

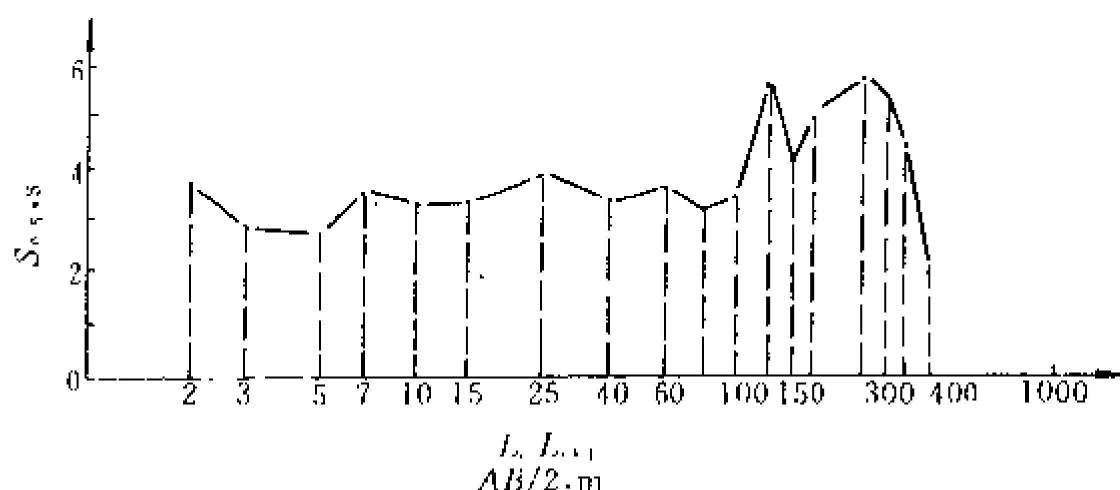


图 4-20 计算含水因素 M_S 的小梯形面积求和法

有如下统计关系：

$$Q=b(M_S-M_c) \tag{4-10}$$

式中 M_0—— 无水地段含水因素的背景值；

b—— 与地下赋存条件有关的回归系数，可通过已知钻孔用一元回归统计法求得。

三、直流激发极化法在水文地质调查中的应用

各种视电阻率测深和剖面装置均可用于激发极化法各种参数的观测。实际工作中，在观测极化参数时，也要观测视电阻率，以丰富推断解释的信息量。

激发极化法在水文地质调查中，可用于勘探地下水源，确定地下水位，研究水文地质参数，区分含水和非含水的低阻异常，研究断裂破碎带及岩溶发育和基岩风化情况等。但就目前的应用情况而言，激发极化法在勘查各种储水构造方面可以取得比较好的效果。

1. 利用激发极化法的多种参数寻找冲积平原中的含水层

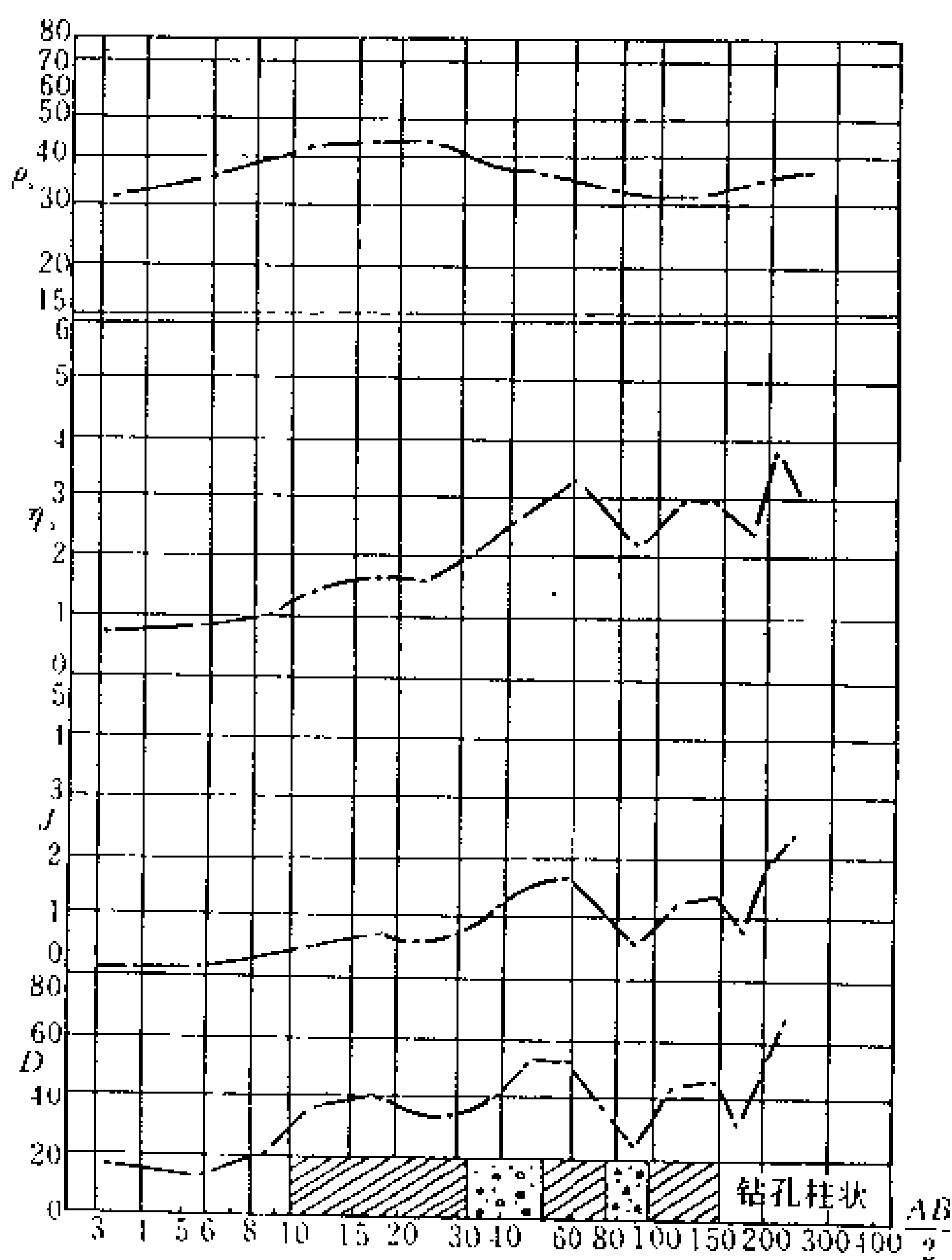


图 4-21 激发极化法在松、嫩冲积平原找水实例

图 4-21 为松花江、嫩江冲积平原找水实例。平原南部为二阶地。松、嫩两江左岸第四系覆盖层较厚，水文地质条件复杂，含水砂层变化较大，局部地点很难成井。选用温纳装置测深法，采用积分式激电仪在新店找水。由图可知，各参数曲线形态基本一致，较明显地反映出含水层构造特征。视电阻率 ρ_s 曲线为 KQH 型，激电参数反映出两个含水层的特征：在 $AB/2=44\sim64\text{m}$ 范围，视极化率 $\eta_{smax}=$

3.3%，激发比 $J_{max}=1.75\%$，衰减度 $D_{max}=53\%$；在 $AB/2=110\sim160m$ 的范围，三条激电曲线明显上升，$\eta_{smax}=3.05\%$，$J_{max}=1.5\%$，$D_{max}=49\%$。物理勘探推断第一含水层顶、底板埋深分别为35.2～49.3m，第二含水层为71.5～96m。钻探结果(图4-21柱状图)，二个含水层顶、底板埋深分别为33～50m，72.5～94m，与物探推断结果相吻合。成井涌水量达1200t/d。

2. 利用视极化率 η_s 与视电阻率 ρ_s 确定古河道的含水性

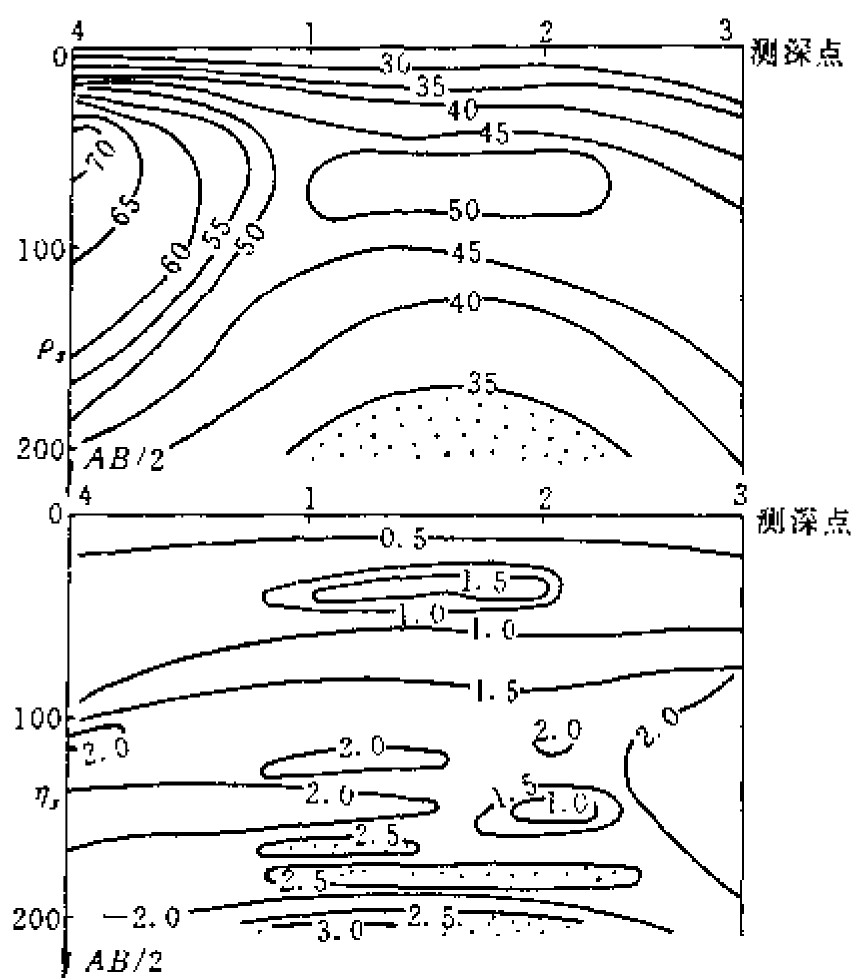


图4-22 河北磨窝煤矿等 ρ_s、等 η_s 断面图

图4-22为河北磨窝煤矿垂直古河道走向的 ρ_s 和 η_s 等值线断面图。由图可知，在 $AB/2<10m$ 段内，$\rho_s<35\Omega\cdot m$，$\eta_s<1\%$，为浮土的反映；在 $AB/2=10\sim80m$ 段内，ρ_s 和 η_s 分别出现高值异常闭合圈，并位于1号和2号测深点之间，为古河道中砾石层的反映，虽然4号点在50～55m段内有高阻反映，但 η_s 无异常，为局部砾石层反映，此段内 $\eta_s=1\%\sim1.5\%$，故不具备较好的含水特征；在 $AB/2=80\sim160m$ 段内，$\rho_s=40\sim50\Omega\cdot m$，形成"8"字型低阻区，$\eta_s=1.5\%\sim2.0\%$，等值线变化平缓，表明此段内古河道含水性较弱；在 $AB/2=160\sim200m$ 段内，$\rho_s\leqslant35\Omega\cdot m$，低阻异常更加明显，$\eta_s>2.5\%$，在1号和2号点之间出现多层高极化率异常，表明古河道内富水性远比古河道外强。在1号点布置钻孔，打到了古河床的砾石层，其涌水量为80t/h。

3. 用相对衰减时法寻找储水构造

例如，河南大型农业地下水源地位于奥陶系石灰岩断裂破碎带，该区采用电阻率法(图4-23a)、半衰时及相对衰减时参数寻找富水带。

由大致平行于断裂带走向的断面图上可知(图4-23b)，半衰时 $S_{0.5}$ 值划分为三个区：第一区 $S_{0.5}<1''$；第二区 $S_{0.5}=1.0''\sim2.0''$；第三区 $S_{0.5}<1''$。相对衰减时 S_R 值也划分为三个区：第一区 $S_R=0.01\sim0.02$；第二区 $S_R<0.01$；第三区 $S_R=0.01\sim0.05$(图4-23c)。

当仅根据 $S_{0.5}$ 等值线断面图解释时，得出第二区的高值异常区相当于富水区，而第一和第三区为弱含水区的认识。但根据 S_R 断面图解释，却得出第二区(相对低值区)是贫水区，第三区为(相对高值区)富水区，第一区为弱含水区的结论。

打井与开挖验证了第二区为贫水区，第一区为弱含水区(K井和A井水量30～50t/h)，第三区为富水区(2号井和D井一般抽水量为300～500t/h的解释是正确的。根据相对衰减时 S_R 圈定的储水构造，用巷道打通各个竖井后，总水量达2520t/h(图4-23d)。

由此说明，在一般情况下，用半衰时参数虽然可以解释含水情况，但当半衰时与视电阻率存在正向密切关系(衰减时与视电阻率同时升高，如第二区)时，单独用半衰时参数解释可能会得出错误结论，使用相对衰减时参数却能比较正确地反映实际富水情况。这就是说，用

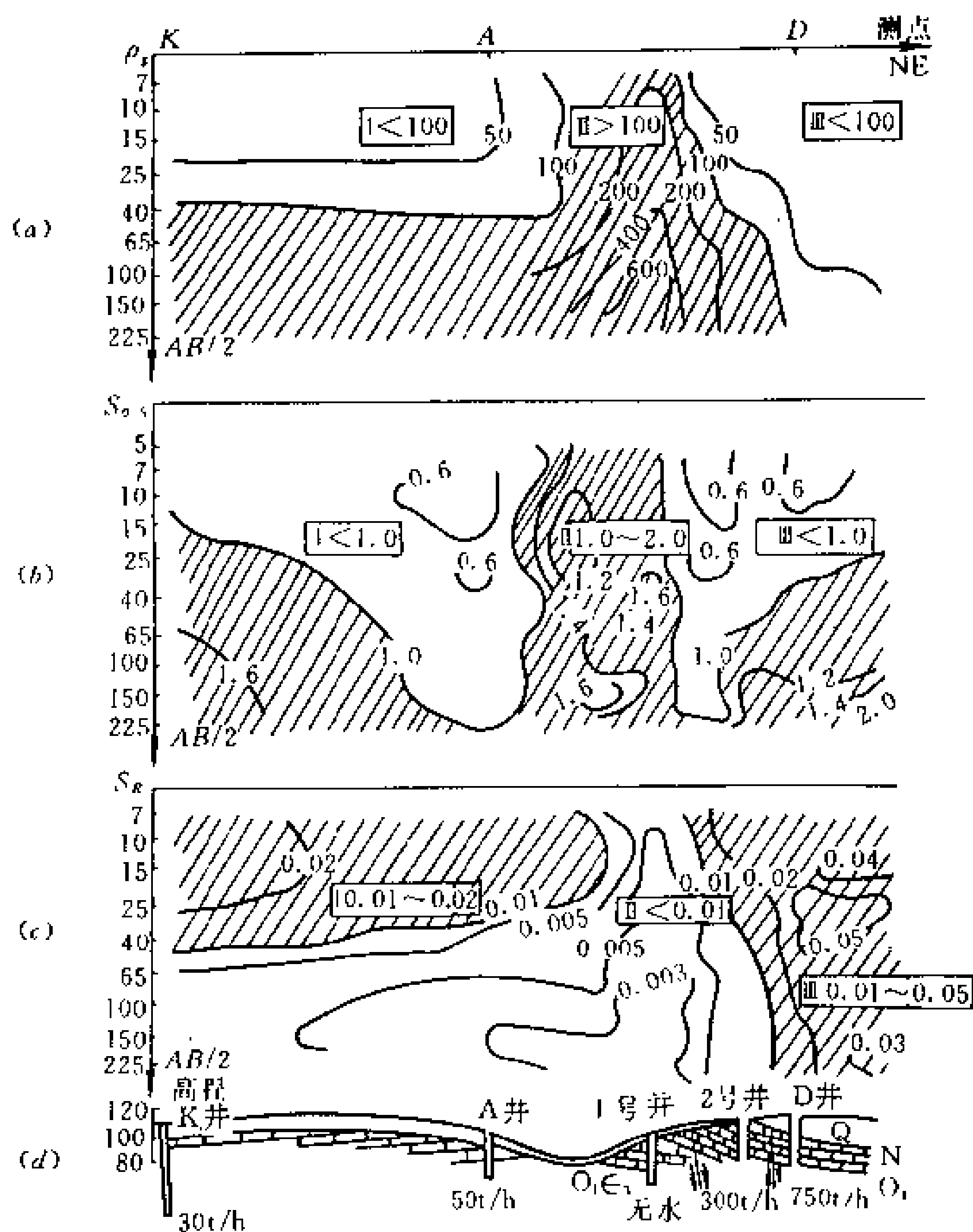


图 4-23　河南玫瑰泉地下水源储水构造相对衰减时参数推断成果

激发极化法勘查地下水时必须慎重，应根据具体的水文地质条件，选择合理的方法及参数，才能取得较好的效果。

第四节　高密度电阻率剖面法

常规电阻率剖面法由于其观测方式的限制，不仅测点密度较低，而且也难以通过电极排列的多种组合来研究地电断面的结构与分布，因此一般电剖面法所提供的地电断面结构特征的地质信息较为贫乏，故无法对其结果进行综合处理和对比解释。所以在城市工程地质调查中，常规电阻率剖面法难以满足实际工作需要。

随着电法勘探在水文地质和工程地质勘察应用领域的不断扩展，对技术方法提出了超浅层、超密度等一系列高难要求。要求电法勘探解决的问题，不仅有第四系地质研究问题，也有基岩地质以及近代和古代人文活动遗迹勘察等各个方面的问题。近年来，国内外研究和开展了高密度电阻率剖面法勘探技术，该方法具有较高的分辨力，可探测埋深与直径之比大于10∶1的地下洞穴，在调查地下洞穴(高阻或低阻的)及矿山废坑道等方面取得了较好的效果。

一、高密度电阻率剖面法的电极排列和测量方法

高密度电阻率剖面法的基本原理与常规的电阻率法完全相同，仍是以岩土体的导电性差异为物理依据的一类电法勘探方法。该方法实质上是采用了三电位电极系和联合三极测深剖面装置以及高密度测网，因而在一个测点上可同时测得五种装置的视电阻率参数，从而可以绘制相应的等值线断面图及不同极距的剖面图。此外，还可将观测数据进行某种组合，获得视电阻率异常的三种比值参数断面和剖面图。这两类等值线断面图都能以某种特定的方式反映地电断面的结构及分布特征。

1. 高密度电阻率法的观测装置

由图 4-24 可知，三电位电极系是由温纳四极 $AMNB$、偶极 $ABMN$ 及微分 $AMBN$ 三种装置组合而成。上述三种电极排列形式依次称为 $\alpha(AMNB)$ 排列、$\beta(ABMN)$ 排列和 $\gamma(AMBN)$ 排列。

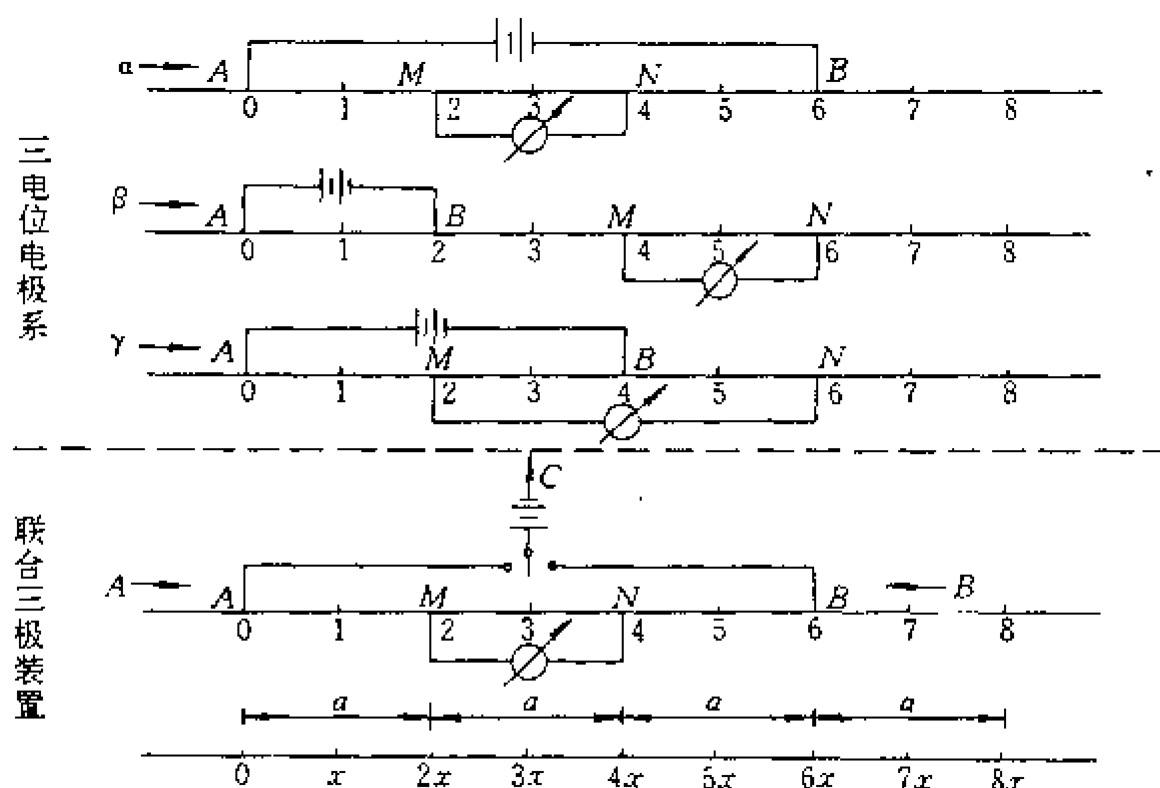


图 4-24 高密度电阻率法电极排列方式

图中，点距 $x=1$，$n=2$，电极距 $a=2x$

联合三极测深剖面装置实际上采用两个三极排列 AMN 和 MNB，另一共用电极 C 置于无穷远处。两个三极排列分别称为 $A(AMN)$ 排列和 $B(MNB)$ 排列。

由此可知，高密度电阻率法实质上是上述五种装置组合而成的一种统一测量系统。在实际测量时，只需利用电极转换开关依次将 A、B、M、N 及 C 五个电极进行五种组合，这样在一个测点上便可获得这五种装置的视电阻率测量参数。

2. 三电位电极系之间的关系

当采用三电位电极系进行视电阻测量时，由供电电极在测量电极间所产生的电位差可分别表示为

$$\left.\begin{aligned}\Delta U^{\alpha}&=(U_{0,2}-U_{2,6})-(U_{4,0}-U_{4,6})\\\Delta U^{\beta}&=(U_{6,0}-U_{5,2})-(U_{4,0}-U_{4,2})\\\Delta U^{\gamma}&=(U_{2,0}-U_{2,4})-(U_{6,0}-U_{6,4})\end{aligned}\right\}\tag{4-11}$$

式中 ΔU^{α}、ΔU^{β}、ΔU^{γ}——α、β、γ 三种装置中测量电极 M、N 间的电位差。

根据互换原理可知，$U_{6,2}=U_{2,6}$，$U_{6,4}=U_{4,6}$，于是式(4-11)有以下关系：

$$\Delta U^{\alpha}=\Delta U^{\beta}+\Delta U^{\gamma} \tag{4-12}$$

显然，当供电电流一定时，三者间的阻抗关系为

$$R^{\alpha}=R^{\beta}+R^{\gamma} \tag{4-13}$$

当引入视电阻率和装置系数(即 K^{α}、K^{β} 和 K^{γ})后，式(4-13)可以写成

$$\frac{\rho_s^{\alpha}}{K^{\alpha}}=\frac{\rho_s^{\beta}}{K^{\beta}}+\frac{\rho_s^{\gamma}}{K^{\gamma}} \tag{4-14}$$

经整理则有

$$\rho_s^{\alpha}=K^{\alpha}\left(\frac{\rho_s^{\beta}}{K^{\beta}}+\frac{\rho_s^{\gamma}}{K^{\gamma}}\right)=\frac{K^{\alpha}}{K^{\beta}}\cdot\rho_s^{\beta}+\frac{K^{\alpha}}{K^{\gamma}}\cdot\rho_s^{\gamma} \tag{4-15}$$

对极距为 a 的三种电极排列，其装置系数依次为：$K^{\alpha}=2\pi a$，$K^{\beta}=6\pi a$，$K^{\gamma}=3\pi a$，于是式(4-15)还可以写成

$$\rho_s^{\alpha}=\frac{1}{3}\rho_s^{\beta}+\frac{2}{3}\rho_s^{\gamma} \tag{4-16}$$

或

$$\rho_s^{\beta}=3\rho_s^{\alpha}-2\rho_s^{\gamma} \tag{4-17}$$

$$\rho_s^{\gamma}=\frac{1}{2}(3\rho_s^{\alpha}-\rho_s^{\beta}) \tag{4-18}$$

式中 ρ_s^{α}、ρ_s^{β}、ρ_s^{γ}——α，β，γ 三种电极装置的视电阻率。

显然，三者之间有一定的联系。当已知其中任意两种排列的视电阻率参数时，通过以上关系便可计算出第三者。

此外，在第二章联合剖面法中已知道，对称四极与联合三极装置之间具有 $\rho_s^{\alpha}=\frac{1}{2}(\rho_s^{A}+\rho_s^{B})$ 的关系。

3. 野外测量方法

图 4-25 为高密度电阻率勘探系统的结构示意图，它包含数据的采集和资料处理两部分。

现场测量时，首先将全部电极设置在一定间隔的测点上，然后用多芯电缆将其与程控式电极转换开关相连。程控式电极转换开关是一种由微型单片计算机控制的电极自动转换装置，它的控制部分以微机为核心，存储按规定设计的电极转换程序，再通过接口电路、译码矩阵、触发器和固体开关及改换电极的动作，以达到改变和控制供电与测量回路的通断，从而实现电极排列方式、极距和测点的快速转换。

测量信号由转换开关送入电测仪器，并将测量结果依次存入随机储存器或收录在磁带上。

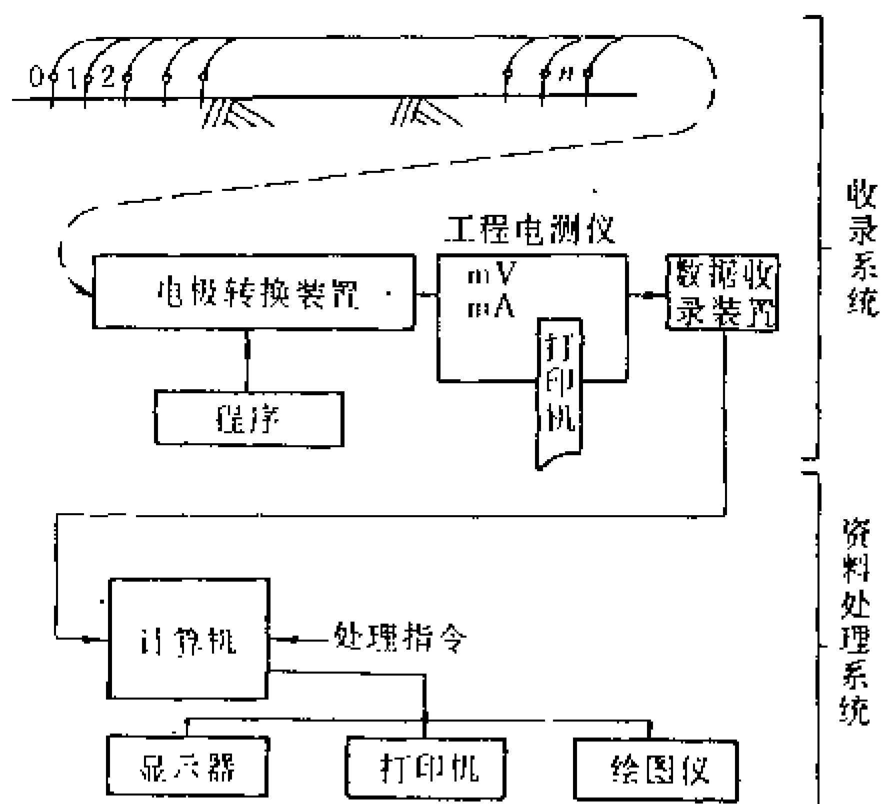


图 4-25 高密度电阻率勘探系统结构示意图

回到室内将数据回放输入微机，便可根据需要对原始资料进行处理并给出

相应的图示结果，也可以将数据打印输出，手工绘制某些图件。

二、高密度电阻率剖面法资料整理与图示

(一)视电阻率参数及其计算

由于高密度电阻率法包括五种装置，故视电阻率参数的计算包括

$$\left.\begin{aligned}\rho_s^{\alpha}&=2\pi a\frac{\Delta U^{\alpha}}{I}\\ \rho_s^{\beta}&=6\pi a\frac{\Delta U^{\beta}}{I}\\ \rho_s^{\gamma}&=3\pi a\frac{\Delta U^{\gamma}}{I}\end{aligned}\right\}\tag{4-19}$$

$$\left.\begin{aligned}\rho_s^{A}&=4\pi a\frac{\Delta U^{A}}{I}\\ \rho_s^{B}&=4\pi a\frac{\Delta U^{B}}{I}\end{aligned}\right\}\tag{4-20}$$

式中　ρ_s^A、ρ_s^B——A 和 B 排列的视电阻率；

　　　a——电极距。

当点距为 x 时，$a=nx(n=1,2,3,\cdots)$。

(二)比值参数及其计算

这里介绍两类比值参数：一类是直接利用三电位电极系的观测数据进行组合；另一类则是用联合三极的观测数据组合而成的。两种比值参数不仅具有以某种更为醒目的方式再现原有异常特征，而且某些比值参数在一定程度上还具有抑制干扰和分解、复合异常的能力，从而大大地改善了常规电阻率剖面法反映地下地质异常体赋存状况的能力。

1. 三电位电极系比值参数 T_s

计算 T_s 的表达式为

$$T_s(i)=\frac{\rho_s^{\beta}(i)}{\rho_s^{\gamma}(i)}\tag{4-21}$$

由于比值参数 T_s 综合了 β 和 γ 两种排列视电阻率参数在反映同一地电体时异常的相对变化关系，因而用该参数所绘制的等值线断面图，在反映地电结构的分布形态方面要比相应排列的视电阻率断面图清晰和明显得多。

2. 联合三极装置的比值参数 λ 和 G

1)比值参数 λ　被称为歧变法，它是研究歧离带变化率曲线的解释法。其计算公式为

$$\lambda(i,i+1)=\frac{\rho_s^{A}(i)}{\rho_s^{B}(i)}\Big/\frac{\rho_s^{A}(i+1)}{\rho_s^{B}(i+1)}\tag{4-22}$$

式中　$\rho_s(i)$、$\rho_s(i+1)$——剖面上相邻两测点的视电阻率值。

通常将计算结果示于第 i 点和第 $(i+1)$ 点之间，歧离带变化率 λ 曲线的横轴以 $\lambda=1$ 的水平线表示，纵轴既可用算术坐标也可用对数坐标。由式(4-22)可知，比值参数 λ 实质上是反映了 $\rho_s^A(i)/\rho_s^B(i)$ 沿测线水平方向的变化率，故也称其为比值梯度曲线。

2)比值参数 G　它是以变化率为基础的比值参数，又称为梯度转换法。其计算公式为

$$G(i)=\frac{\rho_s^{A}(i)}{\rho_s^{A}(i+1)}+\frac{\rho_s^{B}(i)}{\rho_s^{B}(i-1)}-2\tag{4-23}$$

式中　$\rho_s^A(i)$、$\rho_s^A(i+1)$，$\rho_s^B(i)$、$\rho_s^B(i-1)$——测线上相邻两点间的视电阻率值。

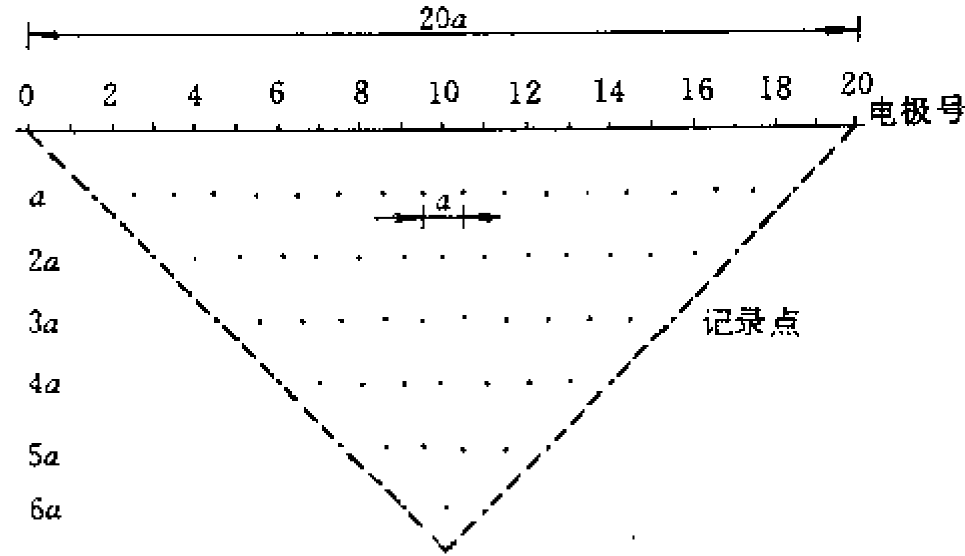


图 4-26　高密度电阻率法记录点分布

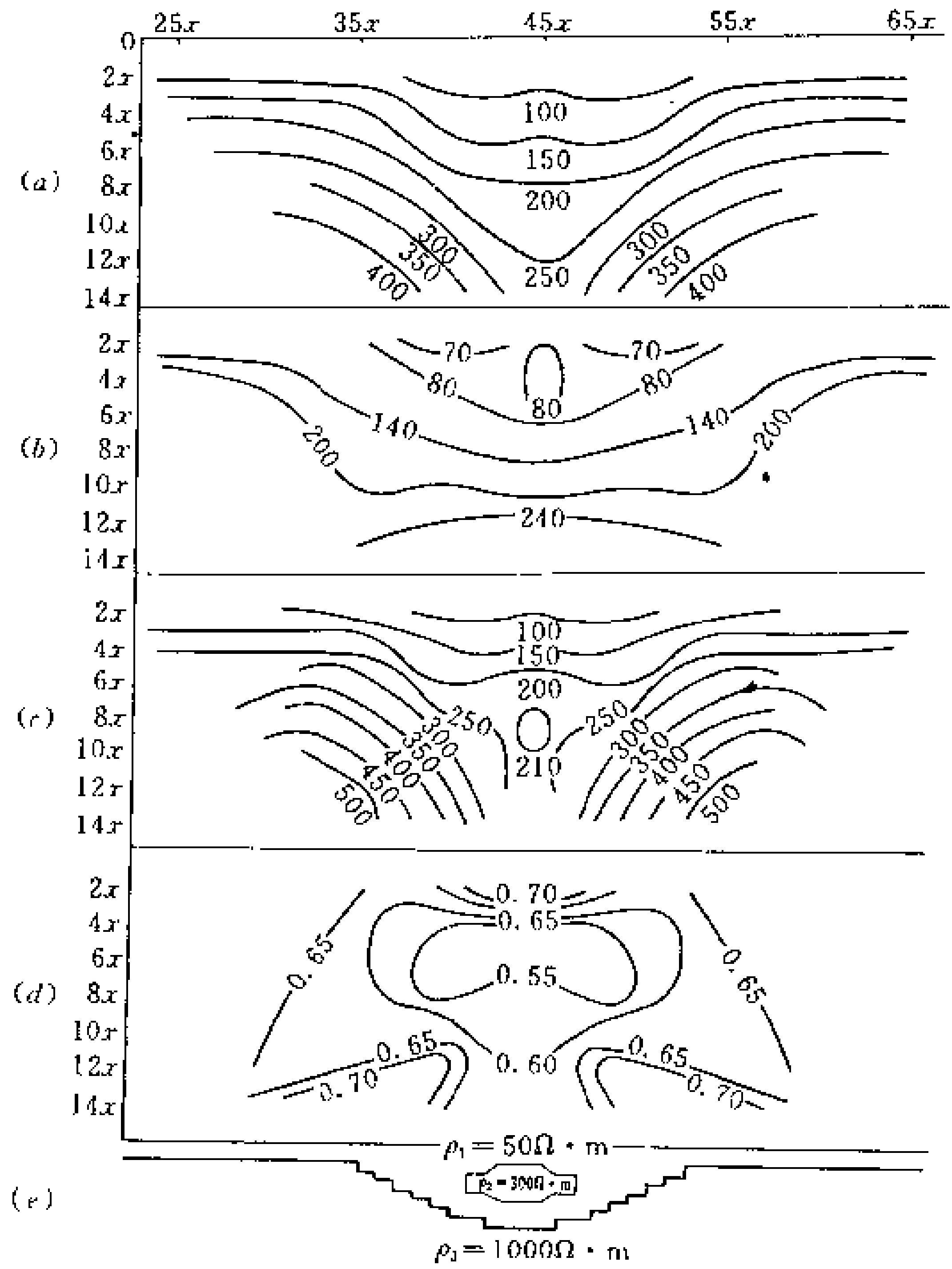


图 4-27　高密度电阻率法数值模拟视参数等值线断面图

a—ρ_s^α 等值线断面图；b—ρ_s^β 等值线断面图；c—ρ_s^γ 等值线断面图；

d—处理后的 T_s 比值参数等值线断面图；e—地电断面模型

通常将计算结果示于第 i 点。

以上两种参数(λ 和 G)虽计算方式不同,但二者都是从两条三极曲线视电阻率异常值的某种组合而获得的,故其结果均反映了由 ρ_s^A 和 ρ_s^B 曲线所构成的联合剖面曲线歧离带的变化率。因此,二者具有大体相同的分辨地电体赋存状况的能力。

上述八种视参数断面等值线图都是采用一系列不同极距的观测值得到的,各种极距视参数在地面上的记录点均按图 4-26 所示方式而设。

(三)高密度电阻率法视参数图示

综上所述,高密度电阻率法不仅能直接测量五种装置的视电阻率,而且还可以计算得到三个比值参数。因而,它是集测深和剖面法于一体、具有高密度测点的综合电阻率剖面法。高密度电阻率剖面法的定性解释图有下列几种:

(1)不同极距联合剖面 ρ_s(ρ_s^A 和 ρ_s^B)曲线及拟断面图。

(2)不同极距对称四极 ρ_s^α 测深曲线及拟断面图。

(3)微分视电阻率 ρ_s^γ 和偶极 ρ_s^β 拟断面图。

(4)比值参数 T_s、λ 和 G 剖面曲线及拟断面图。

这些图件的绘制方法与前述电阻率法各种图件的绘制方法基本类同,这里不再赘述。

三、高密度电阻率法模型正演结果

图 4-27 是水文物探中常见的一种地电模型。根据理论正演模拟的高密度等值线断面图可知,ρ_s^α、ρ_s^β 及 ρ_s^γ 等值线断面图均以不同的方式反映了基底的起伏和局部透镜体的存在,但异常比较微弱,经滤波处理后的比值参数 T_s 等值线断面图简明地反映了透镜体的存在。

第五章　交变电磁场法

交变电磁场法亦称电磁感应法或电磁法，它是以岩石、矿物的导电性、导磁性以及介电性的差异为物理前提，通过研究场的空间或时间分布特性来解决有关地质问题的一类电探方法。电磁法的种类很多，从场源的形式上可分为人工场源和天然场源两种。在人工场源中，又可分为连续波场、瞬变脉冲场及辐射场。连续波场是向大地发射连续的正弦电磁波，在发射的同时，观测场的空间分布，还可以改变发射频率，研究异常场随频率的变化，从而达到找矿或勘探的目的。连续波场的工作频率一般低于 10^5Hz，因此这种形式的电磁法又称频率域电磁法，例如用于煤田或油田找矿或勘探地质构造形态的频率测深法就属此类。在交变电磁场法中还有一类所谓时间域电磁法，它是向大地发射不同形式的瞬变脉冲电磁波，在脉冲的间歇时间观测电磁场随时间的衰减特性，从而来解决有关的地质问题。当场的频率超过 10^5Hz 时，电磁波场以波动形式辐射传播，利用岩石、矿石对电磁波的反射、透射以及吸收衰减等特性来研究解决有关地质问题，这种形式的电磁法又称辐射场法。目前，在水文地质、工程地质中具有广泛应用前景的甚低频电磁法、井中或坑道无线电波透视法以及地质雷达等均属此类。下面主要介绍这三种方法。

第一节　甚低频电磁法(VLF)

许多国家为了潜艇通讯及导航等目的，在世界各地设立了一些强功率的超长波电台，其发射频率在 15～25kHz 范围内。在无线电通讯工程中，该范围的频率属甚低频段(VLF)。这种电磁波沿地面可传播几千甚至几万公里，而且到达接收点的甚低频电磁波稳定可靠。

甚低频电磁法就是近 20 余年来利用这种电台，作为场源发展起来的一种电磁法。需要指出，这里的“甚低频”并不是电法勘探中的低频，就电探方法的频率而言，它仍属于高频电磁法的范围。

甚低频电磁法在我国能够利用的场源电台有日本爱知县的 NDT 电台，频率为 17.4kHz，功率为 500kW；澳大利亚西北角的 NWC 台，频率为 22.3kHz，功率为 1000kW。

甚低频电磁法用于水文地质调查的时间不长，至 70 年代后才有了比较广泛的应用。根据地质任务的不同，甚低频电磁法有两种主要的工作方法：一种是观测磁场分量的极化椭圆倾角法，广泛用于勘查盖层不厚的隐伏低阻良导体、如良导金属矿脉、含水岩溶、含水裂隙带、断层带、破碎带等；另一种方法是观测电场分量和磁场分量的波阻抗法，主要用于覆盖层下的地质填图。尽管甚低频电磁法的勘探深度不大(十几米～几十米)，但由于这种方法仪器极为轻便，施工费用较低，工作方法及资料解释方法简单，地质效果明显，因而近年来不但在普查找矿方面，而且在水文地质调查方面都得到了较广泛的应用。

一、基本原理及工作方法

甚低频电台发射的电磁波其空间分布如图 5-1 所示。由于发射天线是垂直电偶极子，所以在远离电台的地区，可将甚低频电磁波视为平面电磁波，其磁场分量是水平的，且垂直于波的前进方向，而电场分量垂直于水平面，同时也垂直于波的传播方向。

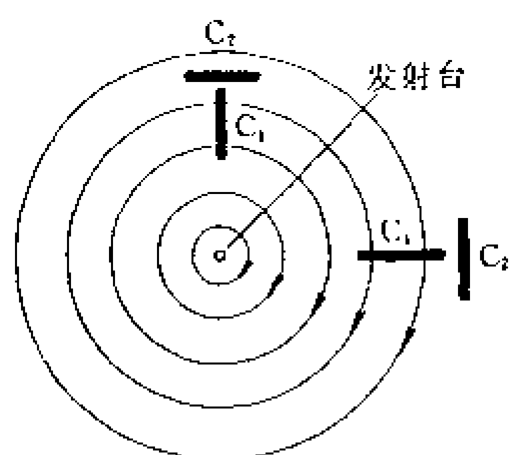


图 5-1 甚低频电磁波的空间分布

(一)极化椭圆倾角法

当地下良导地质体的走向与电磁波前进方向一致时(图 5-1 中 C_1),由于一次磁场与地质体走向正交,故可在其中感应出最大的涡旋电流及相应的二次磁场。若一次磁场为均匀场,且良导地质体走向及延伸皆很大,则感应二次场有近似线电流场的性质;当良导地质体的走向与电磁波的传播方向垂直(图 5-1 中 C_2),由于一次场平行于良导体走向,此时感应的二次场最弱。因此在野外工作时,必须根据具体的地质情况,选择方向合适的甚低频电台作为场源,才有可能观测到较强的二次场。

1. 磁场的椭圆极化

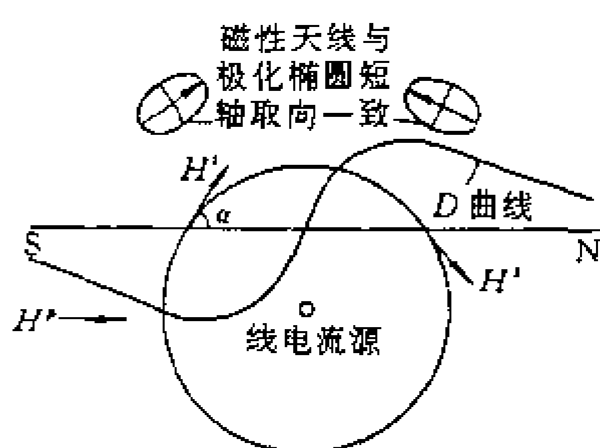
如图 5-2 所示,现讨论 xoz 平面内的磁场椭圆极化方程。设甚低频电磁波的一次磁场 H^p 是水平的,且相位角为零;地下良导地质体与一次场感应形成线电流源及二次环形磁场 H^s,它与一次场的相位角为 φ,则一次场的水平分量和垂直分量为

$$\left.\begin{aligned}H_x^p&=H_1\cdot\cos\omega t\\H_z^p&=0\end{aligned}\right\}\tag{5-1}$$

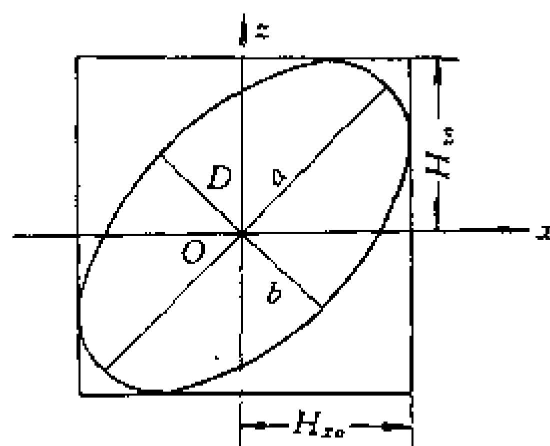
式中 ω——角频率;

t——时间;

H_1——一次场振幅。



(a)



(b)

图 5-2 甚低频电磁波一次磁场与线电流源二次磁场的合成

线电流源的二次场的表达式为

$$H^s=H_2\cdot\cos(\omega t+\varphi)\tag{5-2}$$

式中 H_2——二次场振幅。

二次场 H^s 的水平分量和垂直分量为

$$\left.\begin{aligned}H_x^s&=H_2\cos\alpha\cdot\cos(\omega t+\varphi)\\H_z^s&=H_2\sin\alpha\cdot\cos(\omega t+\varphi)\end{aligned}\right\}\tag{5-3}$$

式中 α——二次场与一次场的夹角。

因此合成场 H 在水平方向和垂直方向的投影为

$$\left.\begin{aligned}H_x&=H_x^p+H_x^s\\H_z&=H_z^s\end{aligned}\right\}\tag{5-4}$$

将式(5-1)、式(5-3)代入式(5-4)得

$$H_x=H_1\cos\omega t+H_2\cos\alpha\cos(\omega t+\varphi)=H_{xo}\cos(\omega t+\varphi')\tag{5-5a}$$

$$H_z=H_2\sin\alpha\cos(\omega t+\varphi)=H_{zo}\cos(\omega t+\varphi)\tag{5-5b}$$

式中

$$\left.\begin{aligned}H_{xo}&=[(H_2\cos\alpha\sin\varphi)^2+(H_1+H_2\cos\alpha\cos\varphi)^2]^{1/2}\\H_{zo}&=H_2\sin\alpha\\\varphi'&=\arctan\frac{H_2\cos\alpha\sin\varphi}{H_1+H_2\cos\alpha\cos\varphi}\end{aligned}\right\}\tag{5-6}$$

将 H_x 和 H_z 的表达式(5-5a、b)中消去 t，则可求出合成场 H 的轨迹方程

$$\left(\frac{H_x}{H_{xo}}\right)^2+\left(\frac{H_z}{H_{zo}}\right)^2-2\frac{H_xH_z}{H_{xo}H_{zo}}\cdot\cos(\varphi'-\varphi)=\sin^2(\phi-\varphi)\tag{5-7}$$

显然式(5-7)是一个椭圆方程，合成 H 在空间是旋转的椭圆轨迹，其短轴与垂直轴的夹角 D，通常称为极化椭圆倾角(图 5-2b)。极化椭圆倾角 D 可用下式表示：

$$\tan 2D=\frac{2H_{xo}H_{zo}}{H_{xo}^2H_{zo}^2}\cdot\cos(\varphi'-\varphi)\tag{5-8}$$

通常 $H_2\ll H_1$，因此令 $\varphi'-\varphi=\Phi$，则有

$$\tan D=\frac{H_2}{H_1}\sin\alpha\cdot\cos\Phi=\frac{H_{zo}}{H_1}\cos\Phi\tag{5-9}$$

极化椭圆的短轴 b 为

$$b\approx H_{zo}\sin\Phi\tag{5-10}$$

2. 极化椭圆法的工作方法和应用实例

1)极化椭圆倾角法的测线布置　前已述及，要想观测到良导地质体感应二次场的信息，必须选择与良导地质体走向一致的甚低频电台方向，此时测线方向则应与电台方向垂直。如对于地下存在东西方向良导地质体，则测线剖面必须南北方向布置。测点间距的选择需根据测区的大小及地质任务而定，一般选 5～20m 不等。

2)极化椭圆倾角法的观测方法　从前面对图 5-1、图 5-2 以及式(5-4)、式(5-9)、式(5-10)的讨论可知，在隐伏良导地质体的正上方，合成磁场的水平分量具有极大值；在测线上，对应良导地质体(线电流源)的两侧附近，具有倾斜方向相向于线电流源的极化倾角最大值，而在线电流源的正上方，极化倾角为零(图 5-2a 中 D 曲线)。根据这个原理，即可指导野外观测工作和资料解释工作。甚低频电磁法仪器的原理及其具体操作，可参阅仪器说明书及有关文献资料，在此不再赘述。

3)应用实例　图 5-3 是为解决湖南郴州地区供水，应用甚低频电磁法、联合剖面法寻找岩溶地下水的探测成果。本区岩溶发育且受北北东向断裂构造控制，故甚低频测量的场源选用澳大利亚的 NWC 台，频率为 22.3kHz。由图可知，倾角曲线在 458 号点附近出现零交点，曲线过零呈反向对称。联合剖面 ρ_s 曲线也出现低阻正交点，且与倾角零交点位置吻合，根据倾角曲线极值点坐标推测岩溶发育深度约为 40m。经钻探揭露在孔深 43～46.4m 处见到溶洞，涌水量为 48m³/h。

(二)波阻抗法

根据电磁波传播的理论可知，当大地电导率趋于无限大时，即大地为理想导体时，沿地表附近传播的甚低频电磁波入射到地面的电磁能量全部被反射回来，此时电场只有垂直分

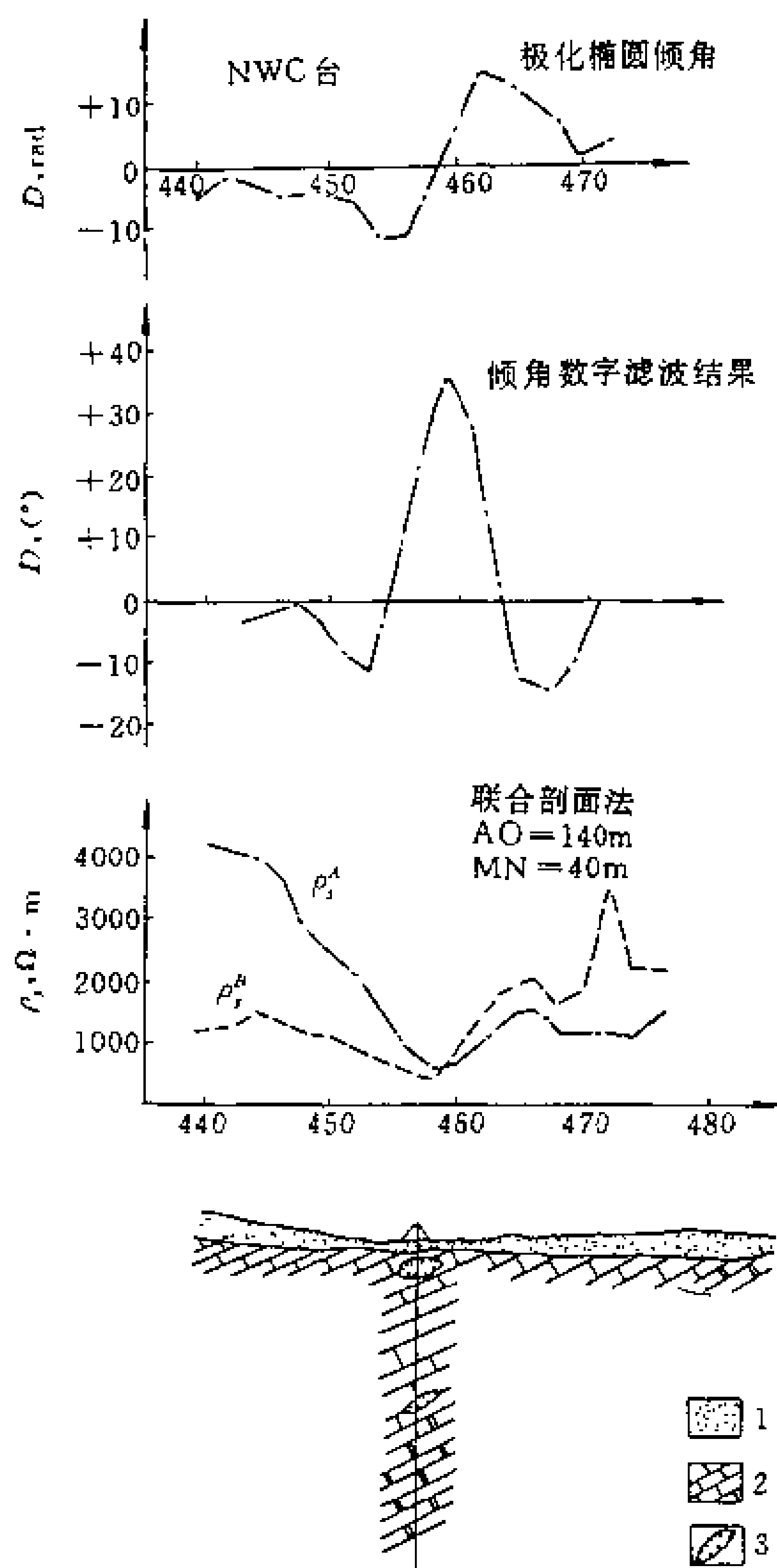


图 5-3　湖南郴州市三元冲甚低频电剖面地质综合剖面图

量 E_z，而无水平分量 E_y。但当地面的电导率值有限时，电磁波的能量一部分沿电波传播方向前进，而另一部分则传入地下变为热损耗，此时合成电场矢量沿波的前进方向向下发生倾斜，这样便出现了电场的水平分量 E_y。电场水平分量与其垂直分量的比值以及电场水平分量与磁场水平分量的比值，都与大地导电性有密切的关系，因此构成了甚低频电磁法(波阻抗法)用于电阻率填图的理论基础。经理论推导，求大地视电阻率的公式为

$$\rho_s=\frac{2\times10^5}{(f)_{H_x}}\cdot(\frac{S_a}{r})^2\cdot(\frac{N_E}{N_H})^2 \qquad (5\text{-}11)$$

式中　f——所选电台的工作频率；

S_a——磁性天线的灵敏度，μV/pT；

r——测量电极 MN 间的距离，m；

N_E——电场水平分量 E_y 的读数，格；

N_H——磁场水平分量 H_x 的读数，格。

用于视电阻率填图的波阻抗法的测线布置，根据甚低频电磁波传播的空间分布可知，发生波倾斜后产生的电场水平分量的方向与电波传播的方向一致。因此选择电台的方向应大致与测区地层走向垂直(参见图 5-1 中 C_2)，此时的测线方向就与电台方向一致。用于视电阻率填图的测点点距，一般与极化椭圆倾角法类同。

野外观测时，MN 测量电极沿测线方向逐点测量 E_y 的读数，同时尚需测量磁场水平分量 H_x。

图 5-4 所示为广西某地应用甚低频极化椭圆倾角法、波阻抗法以及联合剖面法的勘测成果。该区有 10m 厚的粘土盖层，基岩为泥盆系石灰岩，地下岩溶发育。工作区测线按 NE70°方位布置，选日本 NDT 台使用波阻抗法进行视电阻率填图，同时还选用澳洲 NWC 台观测磁场水平分量、垂直分量和极化椭圆倾角。由图可知，在测线剖面上甚低频法有明显的极化椭圆倾角及磁场水平分量异常，地下岩溶发育处对应倾角曲线的两个过零点和磁场水平分量的两个峰值，同时联合剖面及甚低频视电阻率曲线比较一致，反映出较宽的低阻异常带。经钻探验证，在 100 号点处见到岩溶发育带，95 号点为粘土充填的岩溶塌陷。

上述实例说明，甚低频电磁法在岩溶区由于地层和岩溶具较好的物性电性差异，所以寻找浅层充水岩溶和裂隙带是有效的。

二、甚低频电磁法的探测深度

前已述及，利用沿地表附近传播的甚低频电磁波可以探测地下浅层的地电异常。这说明甚低频电磁波可以在岩土介质中传播，但由于电磁波在这种介质中传播时，其能量将随深度 z 的增加而逐渐被介质所吸收。因此，波在岩土介质中的穿透深度是有限的。此穿透深度又称集肤深度，它与介质电阻率 ρ 以及工作频率 f 有关。即

$$z_s=503.8\sqrt{\frac{\rho}{f}} \qquad (5\text{-}12)$$

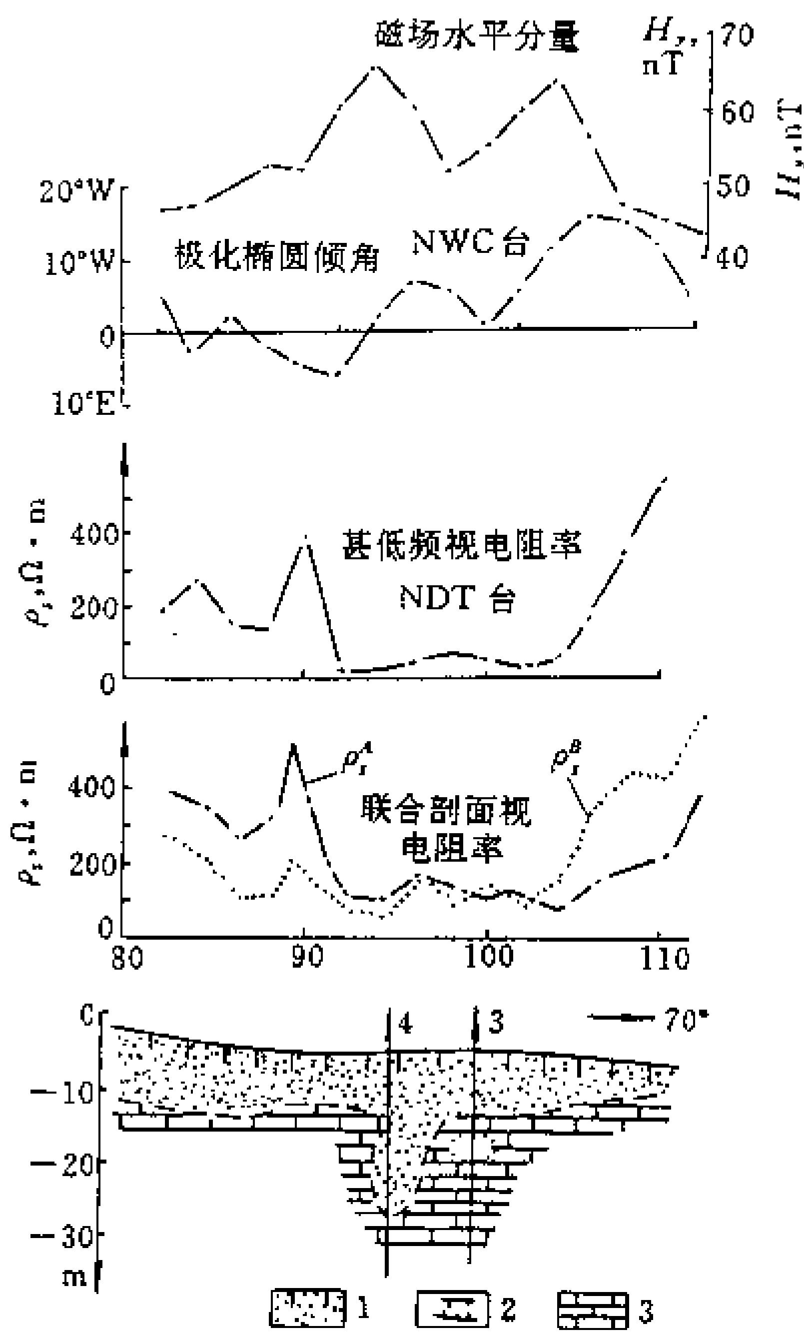


图 5-4　广西某地综合勘探剖面图

由式(5-12)可知，集肤深度与地层电阻率 ρ 的平方根成正比，与频率 f 的平方根成反比，即介质电阻率 ρ 越低，z_s 越小，而 f 越高，则 z_s 越小。可见低阻覆盖层或围岩可使电磁波迅速衰减，对甚低频电磁法来说，这是个限制因素，影响了这种方法的探测深度。探测深度除受集肤深度的限制外，还要考虑仪器的灵敏度以及探测规模的大小等因素。通过理论分析二层地电断面和地下导电球体的甚低频电磁异常响应可知，波阻抗法的探测深度约为良导球体半经的 3 倍，而倾角法只有 2 倍。对于一定半径的球体来说，若给定仪器的观测精度，球体的电阻率越低，勘探深度就越大；反之，就越小。如当球体半径为 20m 时，仪器观测倾角的精度是 2°，则球体电阻率 $\rho=6\times10^{-5}\Omega\cdot\text{m}$ 时，其勘探深度约为 43.2m，若球体电阻率改为 $\rho=8\Omega\cdot\text{m}$，则勘探深度只有 25.2m。

第二节　无线电波透视法

当频率很高(约 1～10MHz)，且具有一定能量的电磁波在地下岩层介质中传播时，由于各种岩石矿物或地质异常体的电性参数(电阻率 ρ、介电常数 ε)不同，则对电磁波能量的吸收也不同。空气或高阻岩石对电磁波的吸收作用很弱，低阻矿体、煤层中的低阻陷落柱、充水岩溶或断裂破碎带等对电磁波的吸收作用较强。无线电波透视法就是通过研究钻孔之间或坑道之间电磁波的传播及能量的吸收和衰减规律来圈定低阻地电异常体的分布范围及产状。

一、基本原理

电磁波在介质中传播时，其能量除随距离增大做几何衰减外，同时不同介质对电磁波吸收作用的强弱也不同。当电磁波采用偶极子天线发射，在介质中任意点的磁场强度为

$$H=H_0\frac{e^{\beta r}}{r} \qquad (5\text{-}13)$$

式中 H_0——初始磁场强度；

β——介质吸收系数；

r——观测点与场源的透射距离。

式(5-13)中的介质吸收系数 β 的表达式为

$$\beta=\omega\sqrt{\frac{\mu}{2}\left[\left(\varepsilon^2+\frac{\sigma^2}{\omega^2}\right)^{1/2}-\varepsilon\right]} \tag{5-14}$$

式中 ω——角频率；

μ——磁导率；

ε——介电常数；

σ——电导率。

由此看出，β 是介质电磁参数 ε,σ,μ 及工作频率 $f(\omega=2\pi f)$ 的函数，因此讨论 β 与电磁参数和工作频率的关系具有重要意义。下面主要介绍工作频率和介质电阻率对场强的影响。

考虑式(5-13)、式(5-14)，当频率 f 较低时，β 随 f 的增加而增加，β 变化明显；当频率继续增高，β 值变化并不明显，当达到某一极限值后就趋于饱和。例如，对于开滦范各庄矿 2.2m 厚的(肥煤)煤层，采用工作频率为 $f=1.5$MHz，$\beta=0.747$，透射距离 $r=140$m；当 $f=3.0$MHz 时，$\beta=1.071$，透射距离 $r=110$m。这说明若需加大透视距离，应选用较低的工作效率；为提高分辨能力，则选用高频较适宜。

介质电阻率 ρ 较低时，β 值主要决定于 ρ 和 f，当 ρ 很小时有 $\beta\approx\sqrt{\sigma\mu\omega/2}$，与 ε 无关；当 ρ 很高时，β 值主要由 ρ 和 ε 决定，而与 f 无关。因此，导电性好的岩石，β 值大，场强衰减剧烈；导电性差，即高阻岩石，β 值小，电磁波透视距离大。

二、无线电波钻孔透视法

无线电波钻孔透视法主要用于矿区寻找充水岩溶或盲矿体的产状和位置，其工作原理如图 5-5 所示。应用钻孔透视法的矿区必须具有 2 个或者 2 个以上的钻孔，即在一个钻孔中使用发射机发射一定频率和能量的电磁波，在另一个钻孔中利用接收机接收穿透过来且被介质吸收了部分能量的电磁波。若透视范围内存在良导矿体或充水岩溶时，电磁波被强烈吸收，其能量大为降低，因而在测量钻孔的相应位置便出现场强曲线的低值异常或通常所说的"阴影"。根据接收、发射点的相对位置及异常出现的部位，便可推断地质异常体的存在和其位置。

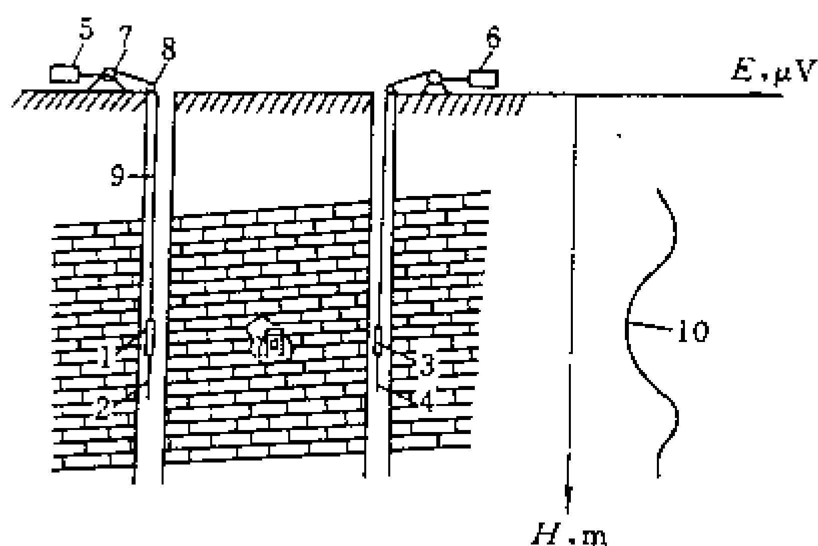


图 5-5 无线电波钻孔透视法示意图

1—发射机；2—发射机天线；3—接收机；4—接收机天线；5—发射机控制面板；6—记录仪；7—绞车；8—滑轮；9—电缆；10—E 曲线

无线电波钻孔透视法的观测方法有同步法和定点法两种。同步法是将分别置于 2 个钻孔中的发射天线和接收天线同步上下移动并进行观测记录。若发射、接收天线在 2 个钻孔中保持同一高度同步测量，称为水平同步法，如果不处于同一高度的同步测量就称为高差同步法。高差的大小一般视钻孔间距、井深及岩层产状而定。定点法测量一般是将发射机(或接收机)固定在

钻孔中某预选位置，然后将接收机（或发射机）置于另一钻孔进行连续测量。实际工作中，一般先用同步法了解孔间地质异常体的大概位置，然后再利用定点法控制异常体的边界和轮廓。

经钻孔透视所获得的观测资料，最简单的解释方法是交会法。如图 5-6 所示，按一定比例尺绘制包括钻孔在内的断面图，利用水平同步、高差同步或定点观测资料，在断面图上由各发射点分别向接收钻孔的各异常边界引直线，这些直线交会的公共阴影区的空间位置、形状、规模等即大致反映了低阻异常体的范围和轮廓。

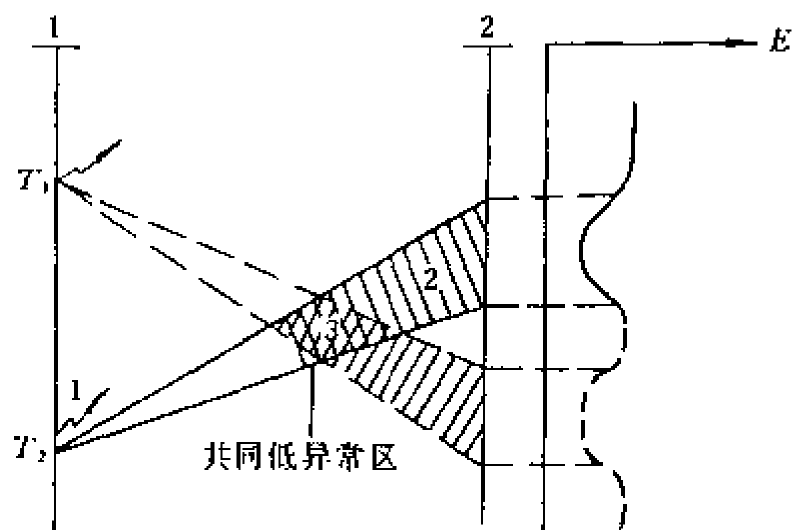


图 5-6 无线电波钻孔透视交会法原理示意图
1—发射点；2—阴影区；3—共同阴影区

图 5-7 是在南方某煤矿茅口灰岩中利用无线电波钻孔透视法探测地下暗河的解释成果图。仪器工作频率为 10 MHz，采用水平同步、高差同步、定点发射等多种测量方式。曲线记录均呈现出高吸收低阻异常，场强从数千微伏降至数百乃至数十微伏。利用交会法解释推断异常中心距 4 孔为 9.4m，标高为 +577m，经钻孔验证，在 +578.35～573.64m 井段打到四层充水溶洞，从而获得很好的探测效果。需要指出，无线电波钻孔透视法在我国是从治理煤矿水害、解决矿井水文地质问题而较早研究发展起来的，该方法在矿井注浆堵水、寻找地下突水点、地下水岩溶通道等方面已取得较好的应用效果。

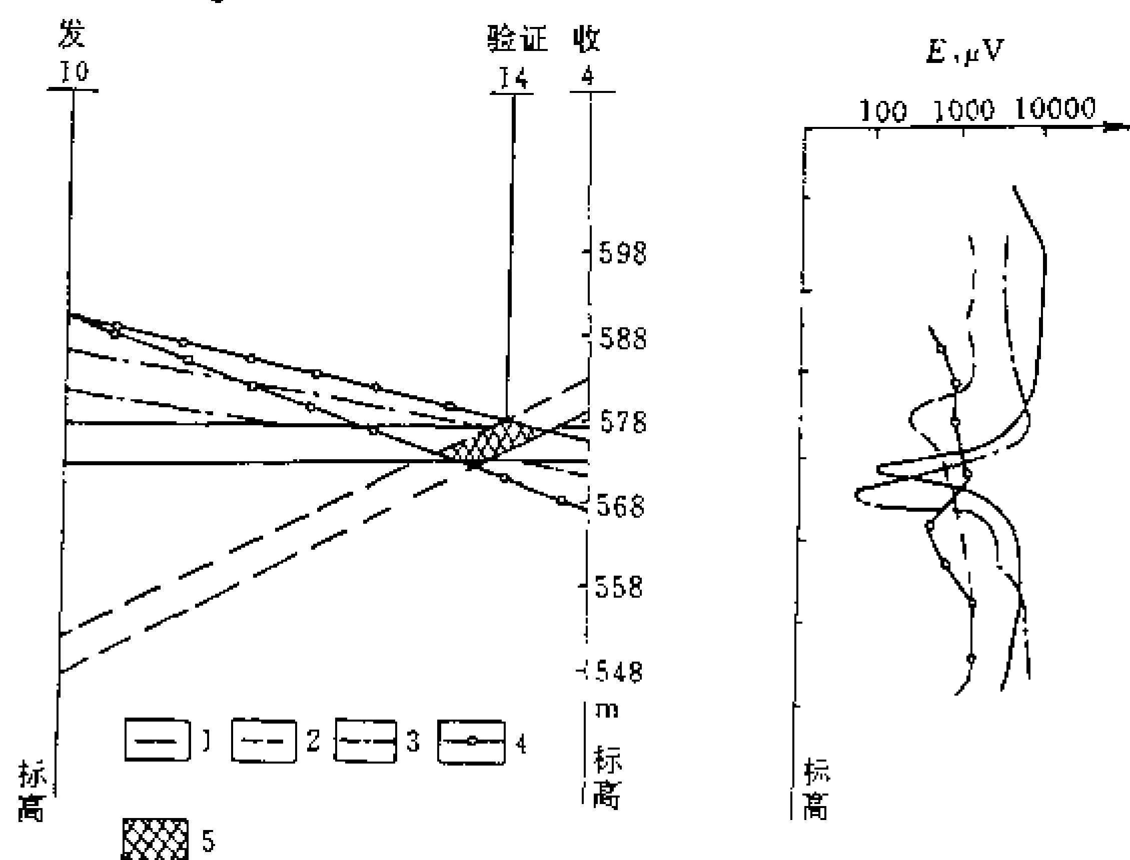


图 5-7 无线电波钻孔透视法探测充水溶洞应用实例
1—水平同步；2—高 30m 同步；3—低 10m 同步；4—590 定点发射；5—异常区

三、无线电波坑道透视法

无线电波坑道透视法简称坑透法。在我国多应用于煤矿井下、探测煤层中存在的陷落

柱、小断层或其它地质异常，也可以用于探测含水破碎带及断层裂隙带，解决矿井水文地质问题。

我国煤矿的可采煤层除个别井田外，多数为高阻煤层，而煤层中的陷落柱等地质异常多为低阻的泥质胶结或含水的破碎岩石。因此应用无线电波透视法解决矿井地质及水文地质问题，多数矿井具备该方法所要求的物理前提和地质基础。

坑透法所使用的仪器以及井下观测方法与钻孔透视法类同，只是为了增大透视距离，其工作频率多为 1～2 MHz。为了安全，仪器应具有防爆性能。

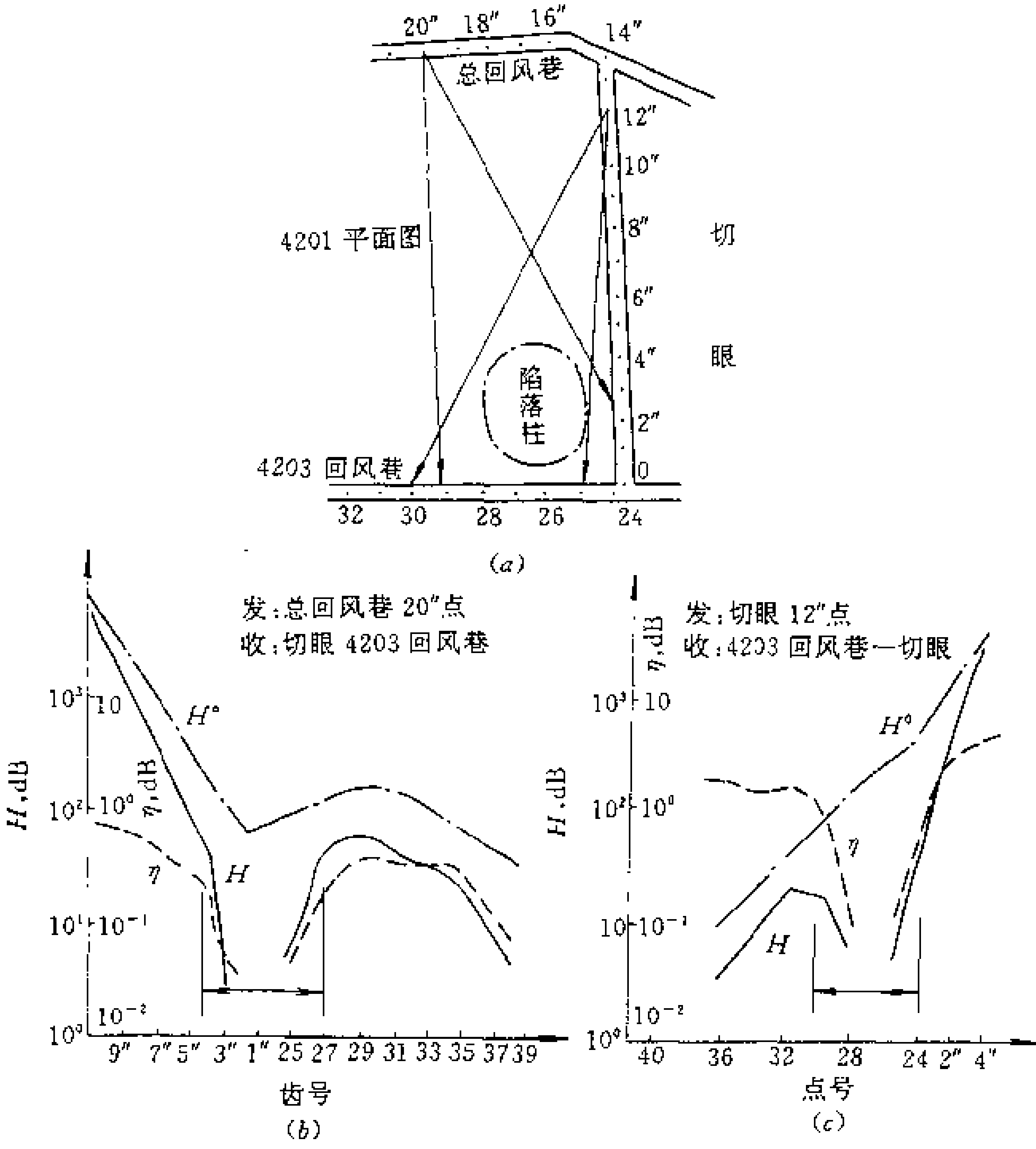


图 5-8　山西西铭矿探测陷落柱综合曲线图

a—4201 工作面工程布置图；b、c—透视综合曲线

由于井下巷道分布空间的特点，无论是同步法或定点法，其透视距离有时悬殊很大。为此，坑透资料的解释通常采用场强对比法。即将一个发射点所对应的各接收点实测场强 H 与相应的理论计算场强 H^0（或经条件试验取得的计算场强值）进行对比，并计算衰减系数 η。即

$$\eta=\frac{H}{H^0} \quad \text{或} \quad \eta=H-H^0 \tag{5-15}$$

将上述数据(H、H^0、η)绘制成综合曲线图(图 5-8),该图是我国西山矿务局西铭矿 4201 工作面探测陷落柱的成果图。图中显示实测场强 H 曲线,衰减系数 η 曲线呈漏斗形或 U 字形,近陷落柱时 η 值开始减小,在陷落柱中心 η 值达最小值。实践证明,当 $\eta<0.1$(或<-20dB时),煤层与陷落柱分界面在 η 曲线上有明显的特点。

利用坑透法探测陷落柱在我国是成功的井下物探方法之一。经验表明,陷落柱直径小于 10~15m,由于电磁波绕射现象使透视曲线异常较难分辨,此时可提高电磁波的工作频率,以增加其分辨能力。

第三节 地 质 雷 达

地质雷达是利用高频脉冲电磁波束在地下电性分界面上产生的反射回波来探测有关地质问题的一种物探方法。地质雷达用于水文地质、工程地质调查,在探测地下水位、古河床位置、冻土带厚度、地基调查,以及寻找地下埋设物、空洞等方面已取得了较好的效果。由于地质雷达采用的工作频率在 50~900 MHz范围内,在较好的条件下,探测深度可达 30~50m。

一、基本原理

地质雷达的探测原理类同地震勘探中的反射波法,它是靠天线发射和接收高频电磁波的,其反射界面是电性分界面。反射波旅行的行程如图 5-9 所示,反射波的旅行时间由下式计算:

$$t_R=\sqrt{\frac{S^2+4d^2}{v_g}} \tag{5-16}$$

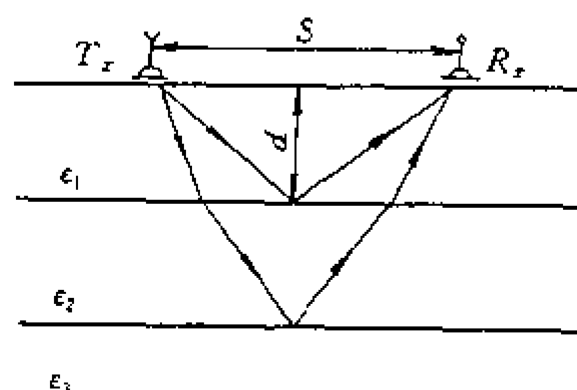


图 5-9 雷达反射波的行程

式中 t_R——反射波走时,ns;

v_g——波在地层中的传播速度,m/ns;

S——发射天线至接收天线的距离;

d——反射界面埋深。

地层波速度 v_g 可由沿岩层表面的直达波走时方程式 $t_A=S/v_g$ 确定。

目前常用的地质雷达采用发射和接收天线的分离系统,目的在于最大限度地抑制杂波和假回波的干扰。

二、工作方法

地质雷达可用于地面,如进行地基调查、洞穴探测等,也可用于矿井下探测巷道底板以下的隔水层厚度、石灰岩岩溶以及在巷道前方进行超前探测水患或小断层等地质异常。地质雷达主要有以下二种观测方式(图 5-10):

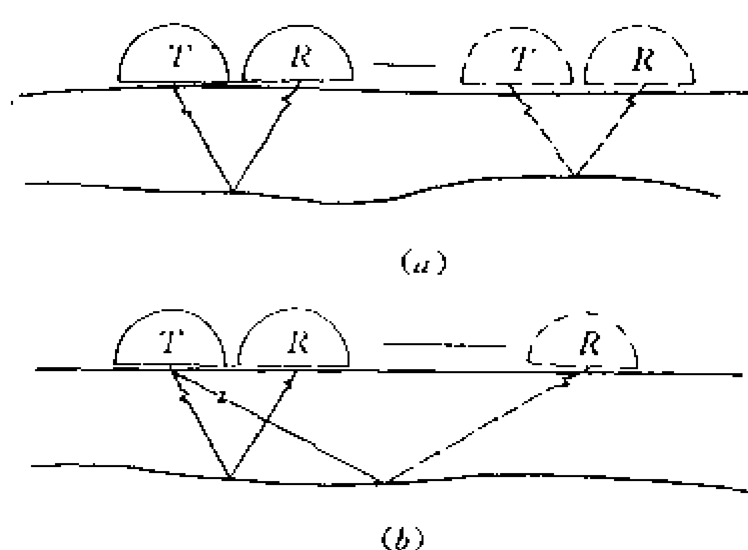


图 5-10 地质雷达的二种观测方式

1. 剖面法

剖面法测量方式是发射天线 T 和接收天线 R 以固定间距沿测线同步移动进行观测(图 5-10a),其记录资料经处理后是一张时间剖面图(图 5-11),这种测量可反映地下介质同一深度内的反射信号。

2. 宽角法

宽角法测量方式是发射天线固定在地表某点，接收天线沿测线逐点移动(图 5-10*b*)，此时记录的是电磁波通过地下不同路径的传播时间，从而反映了不同层介质的速度分布。

此外，还有同位法。为了在矿井巷道中进行超前探测，可在巷道的掘进面上的同一点位安置发射天线和接收天线(图 5-12)，同位发射脉冲信号和接收目标反射脉冲信号，根据回波信号走时可计算目标距离和位置。同样在矿井巷道的顶、底板以及两帮可采用剖面法和宽角法进行观测，以解决不同的地质问题。

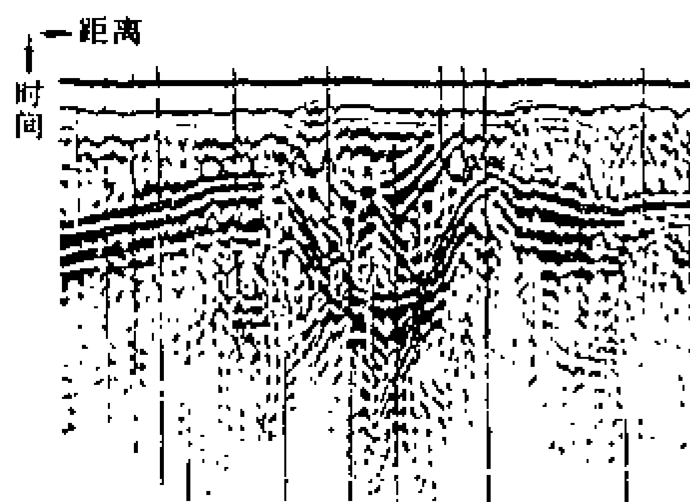


图 5-11　地质雷达巷道超前探测的同位观测

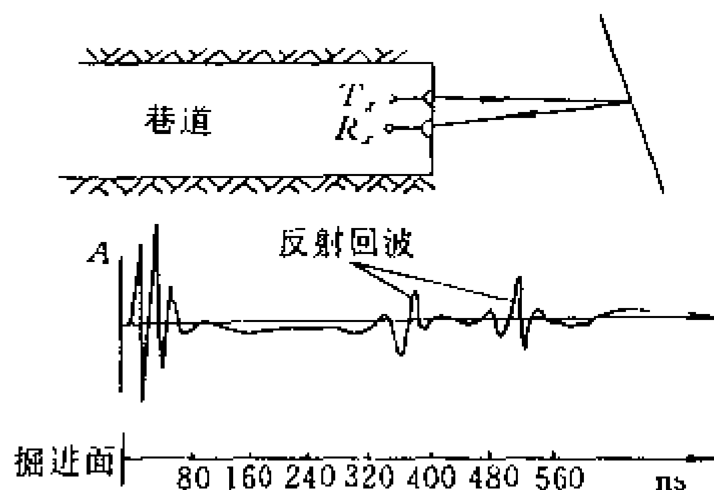


图 5-12　处理后的时间剖面图

三、地质雷达的应用

地质雷达是一种高分辨率探测技术，可以对浅层地质剖面进行较详细的勘查，还可对地下的埋藏物进行无损探测。近年来，地质雷达在水文地质、工程地质调查中，如地基调查、岩溶裂隙溶洞、地下空洞探测，以及考古研究、地下管线探测或土木建筑物维护的有关调查等方面均得到了较广泛的应用。

矿山地质雷达用于煤矿井下探测顶、底板及回采工作面前方小断层、老窑、空巷及岩溶分布等地质问题的研究工作，以及利用地质雷达探测煤厚、充水小构造、底板隔水层厚度及陷落柱等矿井地质问题，都取得了一定的地质效果。

下面介绍地质雷达解决水文地质和矿井地质问题的应用实例。

1. 探测石灰岩含水层

地质雷达用于地面探测石灰岩含水层位，其工作布置如图 5-13*a* 所示，即在火山岩和石灰岩的分界面约 6～7m 的灰岩表面安置发射天线，采用频带为 100～500 MHz、发射脉冲宽为 20～50ns，反射回波如图 5-13*b* 所示。由于该地区火山岩与石灰岩电性参数差异较小，所以推断记录上的回波不是岩性界面的反射，而是石灰岩中含水层位产生的。后经钻孔验证，4～7m 间存在与回波相对应的 3 个含水层位。

2. 探测回采工作面断层的尖灭点

煤矿井下回采工作面的煤厚 1.5m，煤层倾角 10°，要求探测已被运输巷道揭露出的落差为 2.6m，倾角 75°的正断层在工作面内尖灭点的位置如图 5-14*A* 所示。为此，在皮带机巷中布置 *A*、*B*、*C* 三个探测点，获得如图 5-14*B* 所示的雷达反射回波图。图 5-14*B* 中图 *a* 除 100 mμs的直达波 1 外，尚有 500 mμs的回波 2，其振幅很弱，它不是断层反射波；图 *b* 中的 2

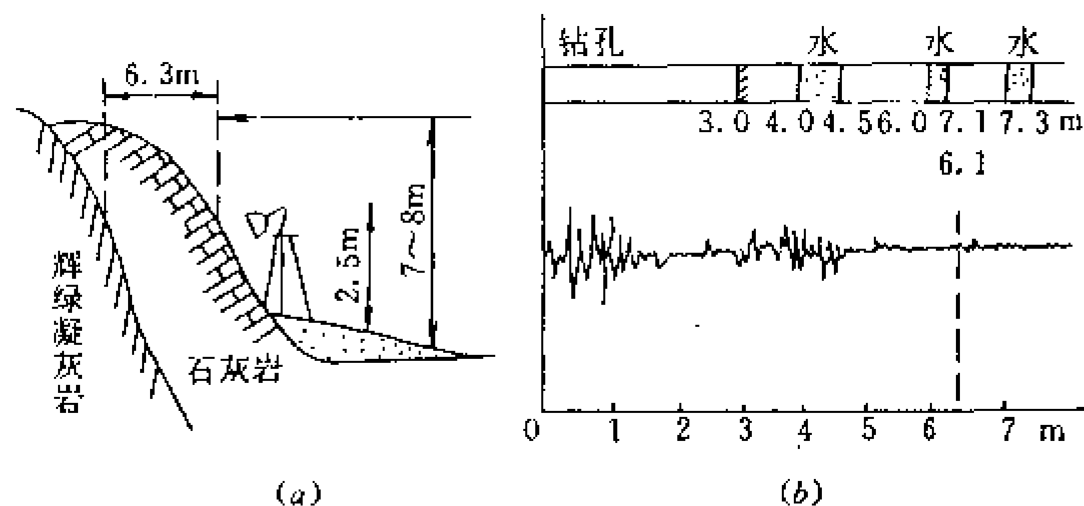


图 5-13　地质雷达探测灰岩含水层及波形图

a—雷达装置布置图；b—反射回波记录及钻孔柱状对比图

号回波(500 mμs)比直达波 1(400 mμs)还要强，计算反射距离为 12.7m；3 号回波(620 mμs)虽不明显，但计算的反射距离为 25m，推断解释为断层尖灭点位置；图 c 为运输巷道多次反射产生的多个回波的波形图。

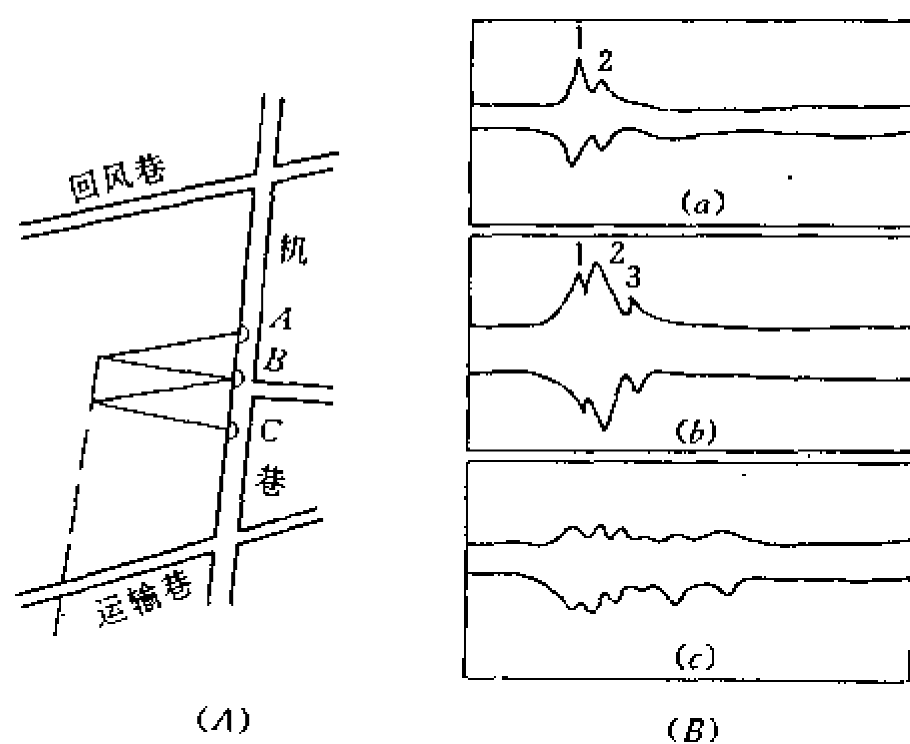


图 5-14　回采工作面雷达探测断层尖灭点成果图

A—雷达探测布置图；B—反射回波波形图

第二篇　浅层地震勘探

浅层地震勘探是地球物理勘探技术应用于水文地质及工程地质勘查中的一种重要勘探手段。80年代以来，随着国内外电子技术、计算机技术的发展，用于石油、煤田勘探及水文地质、工程地质勘查的地震勘探数据采集系统、地震资料数据处理系统已日益完善。常规的地震折射波法、地震反射波法其抗干扰能力、分辨率、探测精度等方面已大为提高。同时，围绕岩土力学性质研究和水文地质工程地质勘查，亦出现了弹性波测井、Q测井、瑞利面波法、弹性波验桩以及地震层析等新方法新技术。

应用于水文地质、工程地质勘查的浅层地震勘探技术，从原理方法上一般分为两类。一类是以勘探层状介质构造形态为主的方法，如地震折射波法和反射波法等，可解决的主要地质问题有：探测隐伏断层、断层破碎带、褶曲及岩层的构造形态；测定潜水位埋深、覆盖层埋深、基岩起伏变化等情况；进行覆盖层下的地质填图，探测含水层或隔水层厚度等。另一类是以研究岩石、土壤力学性质为主的弹性波透视法和振幅法。这种方法通过研究观测弹性波在介质中的传播速度和振幅能量的衰减等特性，应用于工程地质方面（如评价坝址、地基）、对岩体进行工程地质分类、计算岩土或桩基的承载力、求取岩石和土壤的弹性力学参数等。

第六章　地震勘探概述

地震勘探是通过观测和研究人工激发的地震波在介质中的传播规律，以达到勘探地下岩层的构造形态和岩土介质力学性质的一门科学。地震勘探的理论是建立在固体弹性力学的基础上，将地壳中的岩石近似地认为是弹性介质或粘弹性介质，将在岩层中人工激发和传播的地震波视为弹性波或粘弹性波。本章是在这种物理前提下讨论地震波的形成、特点和地质基础等问题。

第一节　弹性波的基本知识

一、固体介质的分类

地震勘探所研究的地层介质多为固体。根据固体在外力作用下发生形变的特征，可将固体分成弹性体和塑性体两类不同性质的物体。

对于任何一种固体，当受到外力作用时，它们的质点就会产生相对位移，致使该固体的体积，或形状发生变化。当外力取消后，有的固体由于内力的作用，会使变形的固体恢复到原来的状态，这种性质称为弹性。当外力取消后，如果能立即完全地恢复为原来形状的物体称为理想弹性介质，又称完全弹性介质；反之，若去掉外力后，固体仍然保持受外力作用后的形变状态而不能恢复到原来的形状，这种固体则称为塑性介质。

自然界中大部分物体在外力作用下，既可以显示为弹性体也可能变为塑性体，其决定因素除了与物体所处的温度、压力等条件有关外，主要取决于外力的大小和作用时间的长短。当外力很小且作用时间很短时，大部分固体可近似地视为理想弹性体；反之，当作用力很大

或力作用的延续时间很长时，则多数固体都可能显示为塑性，甚至呈破碎状态。

在地震勘探的过程中，通常都在远离震源的地方进行观测，那里的介质所受到地震波的作用力和持续时间都极小，因此除震源附近的岩石会遭到炸药爆炸的强大作用力而被破坏之外，在远离震源的绝大部分地区的岩石都可以近似的当作理想弹性介质来研究。这样就可能用理想弹性介质来近似实际存在的地质介质，简化了地震勘探的研究对象。

但在地震勘探的实际应用和研究中，人们又发现岩层对其传播的地震波具有的吸收作用不可忽视，它吸收激发脉冲波的某些频谱成分，使能量发生损耗，其原因就是这种岩层除具有弹性外，同时还具有像某些粘稠流体那样的粘性。粘性是某些物质或岩石的一种属性，它可以用式(6-1)中的粘滞系数来表征，即在2块平行板之间填满粘稠的液体，阻碍2块板错动的阻力，即为该液体剪切形变的应力，它与$d\nu/dt$成比例。单位面积的剪切应力P_ν可用下式表示：

$$P_\nu=\eta\frac{d\nu}{dt} \tag{6-1}$$

式中 ν——剪切形变；

t——时间；

η——粘滞系数，它与温度有关。

表 6-1 几种物质的粘滞系数

物质	温度，℃	η，Pa·s	物质	温度，℃	η，Pa·s
水	20	0.01006	石蜡	常温	10^8
甘油	0	46.0	沥青	常温	10^{10}
甘油	20	8.0	粘土	常温	$10^{7\sim10}$

表6-1给出了几种物质的粘滞系数。这种同时具有弹性和粘性的物体，叫粘弹性物体。在粘弹性介质中传播的波叫粘弹性波。粘性一般影响剪切形变，而纵波是不伴随剪切形变的弹性波，因此采用纵波的地震勘探不必考虑粘性的影响，但采用横波时则不能忽视。在工程物探中根据粘弹性理论，可以算出土、软岩的粘滞系数，这种原位(无损)测定的粘滞系数是评价工程地质(特别是滑波地质)的宝贵参数。

二、应力与应变

为了说明固体弹性介质应力与应变的概念，在这里仅讨论简单受力情况下一个圆直杆均匀材料的拉伸试验。设有一截面为圆形的直杆，其原始的轴向长度为l_0、横向直径为d_0、横截面积为S_0(图6-1)。当直杆受到沿轴向施加的两个大小相等、方向相反的力F拉伸之后，发现杆的轴向长度为l，杆的直径缩小为d，则可引用轴向应变

$$e=\frac{l-l_0}{l_0}=\frac{\Delta l}{l_0} \tag{6-2}$$

来反映杆沿轴向的变形程度，同时也可引用横向应变

$$e'=\frac{d-d_0}{d_0}=\frac{\Delta d}{d_0} \tag{6-3}$$

来反映杆的横向变形程度。式中，当Δd为正值时，表示伸长；当Δd为负值时，表示缩短。

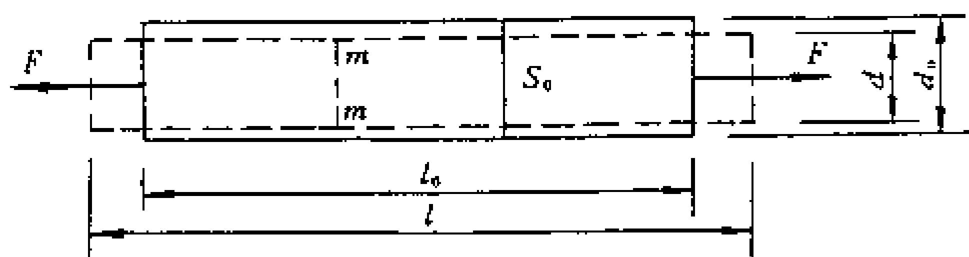


图 6-1 圆直杆的拉伸试验

在图 6-1 中的杆，不受外力时能自然维持其本身形状的原因是组成杆材料的各分子之间靠相互作用的内力来保持一定的相对平衡位置。当沿杆的轴向施加外力 F 作用后，在杆内部出现了一种阻碍杆变形并力图恢复其原来形状的附加内力 N，根据两力平衡的原理有 $N=F$，为了联系内力来讨论轴向变形，则引出了表示拉(压)应力的物理量 τ_n

$$\tau_n=\frac{N}{S_0} \tag{6-4}$$

应力 τ_n 反映了内力在横截面上分布的集度。其单位为帕(Pa，即 $1\text{Pa}=1\text{N/m}^2$)。当杆受拉时，τ_n 为正值；当杆受压时，τ_n 为负值。

同理，可用类似的方法来讨论剪切应变以及相对应变的剪切应力。

三、弹性模量

1. 杨氏模量 E 和泊松比 μ

如图 6-1 所示，当圆直杆材料在受到力 F 的拉伸时，在一定的限度内应力与应变成正比关系。此时，轴向应力与轴向应变的比值称为杨氏模量(拉伸模量)。联系式(6-2)、式(6-4)以符号 E 表示

$$E=\frac{\tau_n}{\Delta l/l_0}=\frac{N/S_0}{\Delta l/l_0} \tag{6-5}$$

杨氏模量是介质对受力作用的阻力(或形变)的度量。固体介质对拉伸力的阻力愈大(或形变愈小)，则 E 值愈大。

显然，当圆直杆受拉伸变长时，杆的直径将会变细，此时介质的横向应变与轴向应变的比值则称为泊松比，以符号 μ(负号表示横向，与纵向应变方向相反)表示。即

$$\mu=-\frac{\Delta d/d_0}{\Delta l/l_0} \tag{6-6}$$

E 和 μ 是一对表示介质弹性性质的参数。

2. 体变模量 K 和切变模量 G

根据弹性力学的理论，物体在受力后，各种复杂的形变均可分为体积形变和形状形变两种类型。

图 6-2a 表示一个体积为 V 的小立方体样品，在受到静水压力挤压时，样品仍保持立方体形状，但体积缩小了 ΔV，发生了体积形变。此时，压应力增量 ΔP 与体应变 $\Delta V/V$ 的比值，称为体变模量(压缩模量)，以符号 μ 表示。即

$$K=-\frac{\Delta P}{\Delta V/V} \tag{6-7}$$

式中，负号是由于 ΔP 增加，使体积 V 缩小，体变模量 K 表示物体的抗压缩性质。

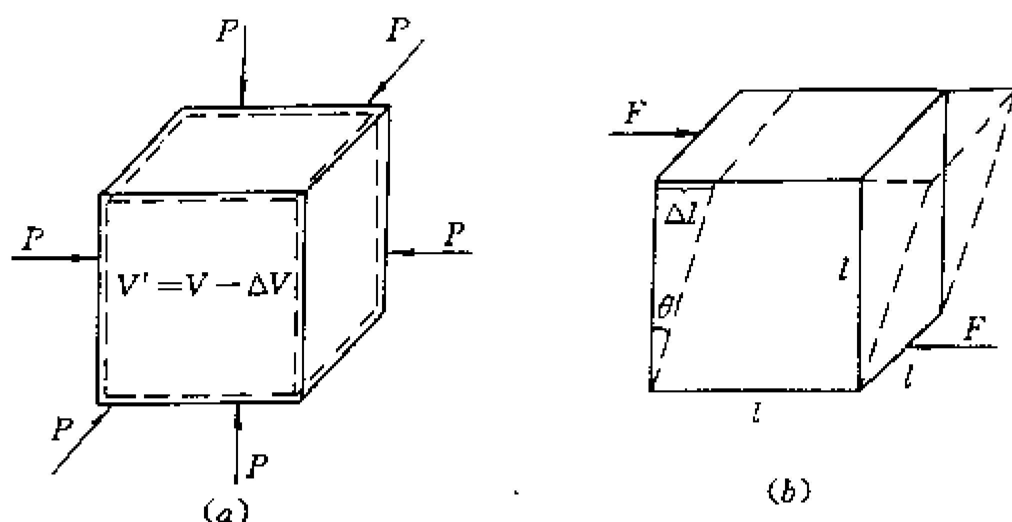


图 6-2 立方体单元受力后的形变

a—体积形变；b—形状形变

图 6-2b 表示上、下两底面积为 S 的立方体，由于受到平行于上、下两底面的剪切力 F 的作用而发生了形状形变 $\Delta l/l$(这时样品的体积没有发生变化)。此时称剪切压强 F/S 与剪切应变 $\Delta l/l$ 的比值为切变模量，以符号 G 表示。即

$$G=\frac{F/S}{\Delta l/l} \tag{6-8}$$

式(6-8)说明，G 越大，切应变越小，G 是阻止切应变的一个量度。对于液体，$G=0$，即不产生切应变，故液体只有体积形变。

3. 拉梅系数 λ 和 G

按照虎克定律，应力与应变之间存在线性关系，因此在三维直角坐标系中，可以写出一个线性方程组来表示这种关系，其中应有 36 个弹性系数。但对于各向同性的均匀介质来说，这些系数大都对应相等，原方程组中的弹性系数可以化简归结为应力与应变方向一致和相互垂直时的两个弹性系数 λ 和 G，合称为拉梅系数。其中，G 是切变模量；λ 则是小立方体样品在纵向拉力作用下，阻止横向收缩的张应力 T_{xx} 与纵向应变 e_{zz} 的比值。即

$$\lambda=\frac{T_{xx}}{e_{zz}} \tag{6-9}$$

λ 的物理意义是阻止横向收缩所需的拉应力的一个量度。阻止横向压缩的拉应力愈大，λ 值也愈大。有时，λ 只是为了简化数学运算而引入的，此时其定义为

$$\lambda=K-\frac{2}{3}G \tag{6-10}$$

上述讨论了弹性介质的五个参量 E、μ、K、λ、G。但进一步研究证明，对于各向同性的介质，只要知道了这五个参量中的任意两个，其余的三个就可以按已知公式计算出来。例如

(1)已知 λ、G，求 E、μ、K。

$$\left.\begin{aligned} E&=\frac{G(3\lambda+2G)}{\lambda+G} \\ \mu&=\frac{\lambda}{2(\lambda+G)} \\ K&=\lambda+\frac{2}{3}G \end{aligned}\right\} \tag{6-11}$$

(2)已知 E、μ，求 λ、G、K。

$$\left.\begin{aligned} \lambda &= \frac{E \cdot \mu}{(1+\mu) \cdot (1+2\mu)} \\ G &= \frac{E}{2(1+\mu)} \\ K &= \frac{E}{3(1-2\mu)} \end{aligned}\right\} \tag{6-12}$$

四、波动方程

为了研究弹性波形成的物理机制，首先按最简单的情况讨论弹性波在均匀细杆中沿轴向 y 方向受单向法向应力时产生纵波的一维波动方程。如图 6-3a 所示，dy 为长杆中的一小段，现来分析该小段的应力与应变情况。设 A、B 为杆上两个无限靠近的两个质点，A、B 点与原点的距离分别为 y、$y+dy$，如果忽略杆的端面积，AB 则相当于细长杆的一段介质元。当细杆一端受力后，就会使端面上的质点受力而产生位移和振动。振动沿轴向向前传播就形成了波。

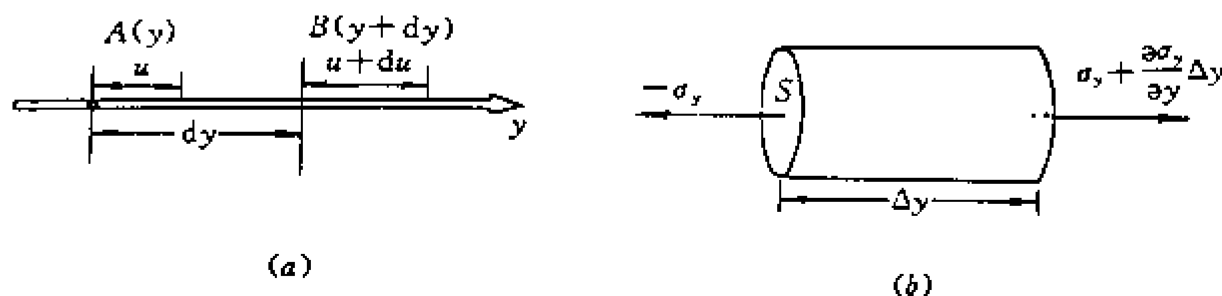


图 6-3　纵波沿直杆传播示意图

设某时刻 t，端面的法向应力 σ_y，A、B 质点沿 y 轴的位移分别为 u 和 $u+du$，此时介质元 AB 的线应变为

$$e_y = \frac{du}{dy} \tag{6-13}$$

因位移 u 是距离和时间的二元函数，式(6-13)应写为

$$e_y = \frac{\partial u}{\partial y} \tag{6-14}$$

当应力在弹性限度之内时，根据虎克定律，应力与应变的关系为

$$\sigma_y = E \cdot e_y = E \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \tag{6-15}$$

式中　E ——杨氏模量；

σ_y ——轴向应力。

图 6-3b 所示，长度为 Δy 的一段介质，波传播时介质所受的合力为

$$F_y = (\sigma_y + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y}\Delta y) \cdot S - \sigma_y S \tag{6-16}$$

式中　S ——杆的截面积；

F_y——合力；

σ_y——左截面上的应力；

$\sigma_y S$——左截面上的面力；

$(\sigma_y+\frac{\partial\sigma_y}{\partial y}\Delta y)\cdot S$——右截面上的面力。

同时，根据牛顿第二定律，该时刻质量为 m 的质点在 y 轴上的合力 F_y 亦为

$$F_y=m\cdot a_y=\rho\cdot S\cdot\Delta y\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\tag{6-17}$$

式中 a_y——加速度，$a_y=\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$；

ρ——介质的密度；

$S\cdot\Delta y$——介质元的体积。

因式(6-16)、式(6-17)相等，故可化简为

$$\frac{\partial\sigma_y}{\partial y}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\tag{6-18}$$

将式(6-15)代入式(6-18)中得

$$\frac{\partial}{\partial y}(E\frac{\partial u}{\partial y})=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\tag{6-19}$$

整理式(6-19)，可得位移 u 的一维波动方程

$$\frac{E}{\rho}\cdot\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}=\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\tag{6-20}$$

因为直杆的纵波速度 $v_P=\sqrt{\frac{E}{\rho}}$，所以直杆中纵波的一维波动方程又可写为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=v_P^2\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\tag{6-21}$$

同理，若介质中的体积元受单向切应力作用，可推导出沿 y 轴方向传播的横波波动方程

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}&=v_S^2\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\\ \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}&=v_S^2\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\end{aligned}\right\}\tag{6-22}$$

式中 u、w——质点在 x、y 轴上的位移；

v_S——横波速度，$v_S=\sqrt{\frac{G}{\rho}}$，$G$ 为切变模量。

考虑到地震勘探在地面沿测线所作的地震剖面，设激发和接收的地震波是沿 x(水平方向)、z(垂直向下)二维平面传播，可导出纵波在 x、z 面内的二维波的方程为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=v_P^2(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2})\tag{6-23}$$

式中 θ——体应变。

同样，还可以给出纵波、横波的三维波动方程

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2}&=\frac{\lambda+2G}{\rho}(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2})\\&=v_P^2(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2})\end{aligned}\tag{6-24}$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=\frac{G}{\rho}(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2})=v_S^2(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2})\tag{6-25}$$

式中 φ——切应变。

五、地震波的类型

在均匀介质中，质点是均匀连续分布的。因而，由震源激发产生的局部扰动，即产生的应力与应变的局部形变，都会以地震波（弹性波）的形式从震源附近的质点出发依次向外传递。随着形变和传递方式的不同，地震波可分为不同的类型。

在介质整个体积内传播的波动叫体波。体波按振动形式的不同，可分为纵波（P 波）和横波（S 波）。

面波仅沿介质的自由面或不同介质的分界面的附近传播。面波根据振动形式的不同，可分为瑞利面波和拉夫面波。面波与体波相比，其主要区别是面波具有频散特征（波的传播速度是频率的函数），而体波一般没有频散。

1. 纵波（P 波）和横波（S 波）

纵波是介质受胀缩力的作用，发生体积形变而产生的扰动。纵波的传播方向与质点扰动的方向一致（平行）。在纵波传播的路径上，介质会间隔的出现压缩（稠密）带和膨胀（稀疏）带，故纵波有时也称为压缩波或疏密波（图 6-4）。对于一定的介质，纵波传播的速度最快，其传播速度 v_P 为

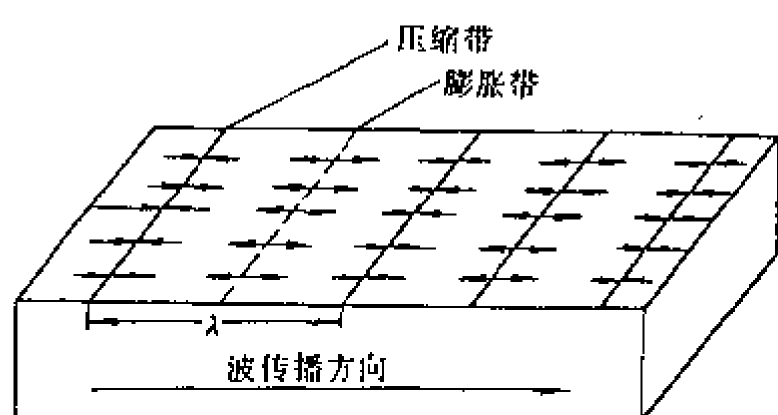


图 6-4　平面纵波的传播及质点位移

$$v_P=\sqrt{\frac{\lambda+2G}{\rho}}=\sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}} \tag{6-26}$$

式中　E ——介质的杨氏模量；

ρ ——介质的密度；

μ ——介质的泊松比；

λ ——介质的拉梅系数；

G ——介质的切变模量。

通常在地震勘探中，较多的使用纵波。同样的路径，往往纵波最先到达观测点。

受剪切力或旋转力的作用，介质只发生剪切应变或形状形变，其传播路径上的质点相对传播方向产生横向（垂直）位移的扰动称为横波。质点振动在水平平面中的横波分量称为 SH 波（图 6-5a）；在垂直平面中振动的横波分量称为 SV 波（图 6-5b）。

横波的传播速度用 v_S 表示，有

$$v_S=\sqrt{\frac{G}{\rho}}=\sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\mu)}} \tag{6-27}$$

考虑到式（6-26），纵波与横波速度之比有

$$\frac{v_P}{v_S}=\sqrt{\frac{2(1-\mu)}{(1-2\mu)}} \tag{6-28}$$

对于大多数固体介质的岩石，泊松比 μ 一般等于 0.25，所以有 $v_P/v_S \doteq \sqrt{3}$，即纵波速度大约是横波速度的 1.73 倍。流体中的 $G=0$，故液体不传播横波。

在岩土工程地质勘测中，通常利用式（6-28），现场测定纵波和横波的波速 v_P、v_S 来求取岩土介质的动泊松比 μ_m

$$\mu_m=\frac{(\frac{v_P}{v_S})^2-2}{2[(\frac{v_P}{v_S})^2-1]} \tag{6-29a}$$

进而可利用纵、横波速度 v_P、v_S、动泊松比 μ_m、介质密度 ρ 来求动弹性参数如下：

动杨氏模量 $$E_m = v_P^2 \rho \frac{(1+\mu)(1-2\mu)}{(1-\mu)} \tag{6-29b}$$

或 $$E_m = 2v_S^2 \rho (1+\mu) \tag{6-29c}$$

动剪切模量 $$G_m = 2v_P^2 \rho \frac{(1-2\mu)}{(1-\mu)} \tag{6-29d}$$

或 $$G_m = \rho \cdot v_S^2 \tag{6-29e}$$

(a)

(b)

图 6-5 横波的质点振动

a—SH 波；b—SV 波

2. 面波——瑞利波(R 波)和拉夫波(L 波)

在以往的地震勘探中，多将面波视为干扰波。但近十年来在浅层地震勘探中，已出现了一种利用瑞利面波的频散及其传播特征进行岩性勘探的应用技术。

一般来说，瑞利波(R 波)是在半无限空间介质的自由面附近传播的波，故称为面波。面波的振幅随深度增加而迅速衰减，传播中的波动是胀缩和剪切应变二者的合成，质点在平行于波传播方向的垂直平面中沿反时针方向的椭圆轨迹旋转振动(图 6-6)。椭圆的短轴(平行传播方向)大约是长轴(垂直轴)的 1/3，传播速度 v_R 为

$$v_R = (0.87 + 1.12\mu)/(1+\mu) \cdot v_S \tag{6-30}$$

式中 v_S——同一种介质的横波速度。

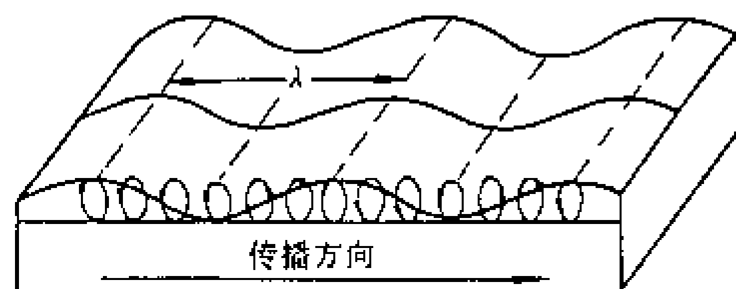


图 6-6 瑞利面波的传播情况

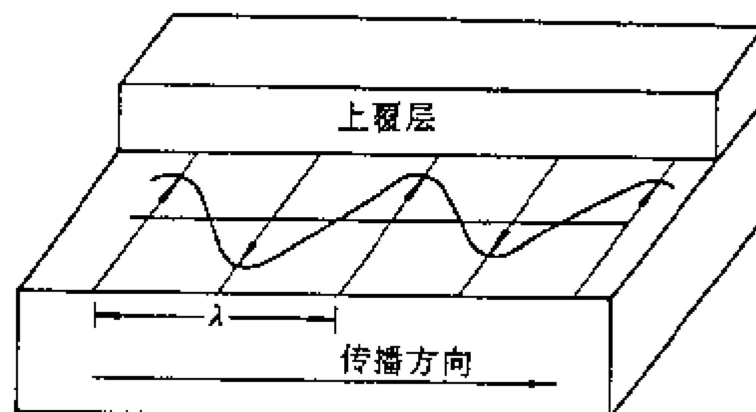


图 6-7 拉夫面波的传播情况

对于一般岩石，泊松比 $\mu = 0.25$，此时

$$v_R = 0.92v_S = 0.54v_P \tag{6-31}$$

拉夫波(L 波)是面波的另一种类型。它的质点位移和传播形式与 SH 波类似，但与 SH 波不同的是 L 波是在地表松散低速层分界面之下附近的半无限介质中传播(图 6-7)。L 波的传播速度对短波长成分来说接近等于表层中的横波速度，对长波长成分来说接近等于界面以下地层中的横波速度，L 波的振幅随深度的增加而迅速衰减且无垂直分量。

第二节 地震波的传播

地震波是在弹性介质中传播的一种波动。它的传播情况与几何光学中的光线相似。因此，一般可以将光学中的惠更斯-菲涅尔原理、费马原理以及斯奈尔定律等基本原理引用到地震勘探领域中来。地震波在岩层中的传播规律主要可以从地震波传播的动力学特点和运

动学特点两方面进行研究。所谓动力学特点，主要是指地震波传播时能量变化的情况，如波的振幅、频率、相位、波速、偏振及衰减等特点；运动学特点，则是指波的传播时间与空间位置的关系等方面。

一、地震波的动力学特点

1. 波前与波尾

如图 6-8 所示，在震源 O 点激发后，地震波就由该时刻从震源出发向介质的各个方向传播，在经过某个时间以后，如果把某时刻介质中所有刚刚开始振动的点连成一个曲面，该曲面就叫此时刻的波前(图中 P 所在的位置)。若把这同一时刻所有刚停止振动的点连成曲面，此曲面就叫波尾(或叫波后，如图中 q 点所示位置)。

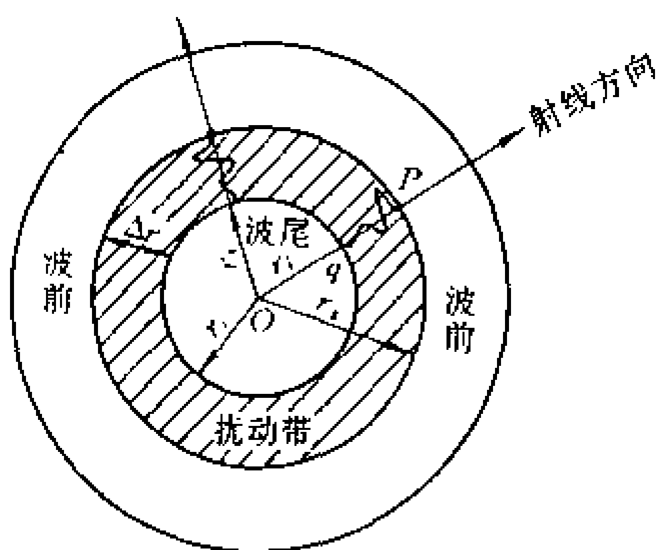


图 6-8 球面纵波的传播示意图

在波前前面的质点，因波尚未到达，故处于静止状态；在波尾以内的质点已停止了振动，显然只有在波前与波尾之间的质点正在振动之中，这个区间叫波的扰动带。

在均匀介质中，不同时刻的波前是以震源 O 为中心的一簇同心圆(球面)，而射线则是波从一点到另一点的传播路径。显然，波沿射线方向垂直于波前面向外传播。

2. 波剖面与振动图

为了准确描述地震波，质点的振动图和波剖面是两个较有用的概念。

图 6-9a 表示在地面 O 点激发，地震波在地面以下均匀介质中传播的情况。以 O 点为圆心的一组同心圆分别是表示起爆后 10ms，20ms，30ms，……时波到达的位置，称为等时面。在均匀介质的三维半无限空间里，它们是一组同心半球面。图中的 P 点是地表 Ox 射线上的任一观测点。图 6-9b 表示在 P 点观测(记录)到的质点振动图，即在 P 点处质点离开平衡位置的位移量(振幅 u)与地震波传播时间 t 的函数关系的图像。位移量 $u(t)$ 一般以毫米或微米为单位，其极大值 A_1、A_2 称为振幅。相邻两极大值之间的时间间隔，称为波的视周期，以 T^* 表示，其单位为毫秒或秒。T^* 的倒数称为视频率 f^*，$f^*=1/T^*$，以赫兹(Hz)为单位。Δt 为质点振动的延续时间。实际上在地震勘探中，测线上每个观测点所得到的地震记录都是这种振动图，只不过是多道观测而已。

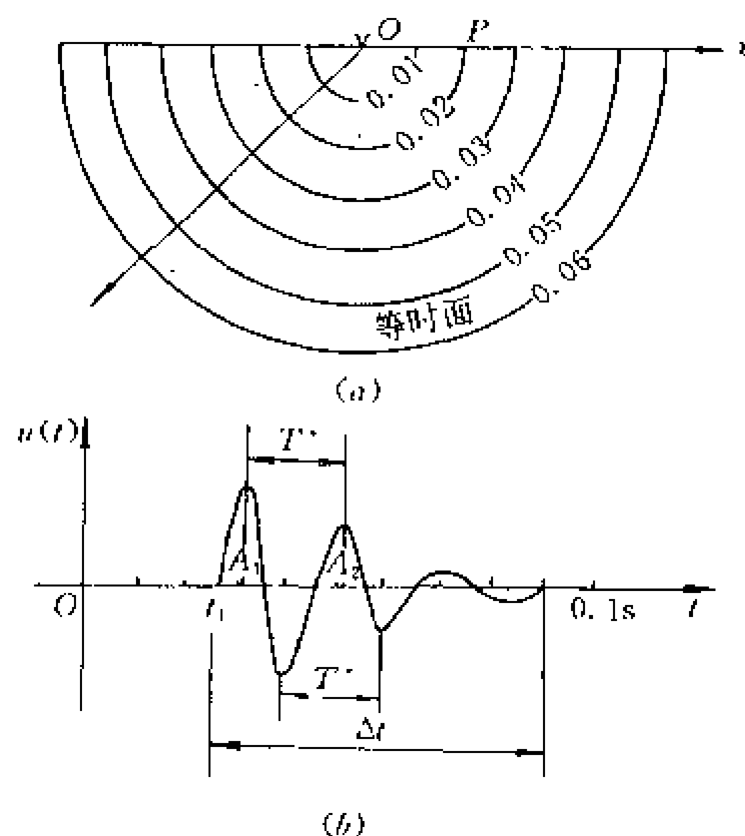


图 6-9 等时面与质点振动图

a—等时面；b—质点振动图

图 6-10a 表示，在震源激发后的某一时刻(设 $t=0.05$s)，波动在剖面上的传播景象。在此时刻，波前面上的质点刚刚开始振动，波尾面上的各质点在振动之后刚刚恢复到静止的平衡位置。而在波前，波尾之间的扰动带，如地面 x_1 至

x_2之间，各质点在此时刻则处于不同的振动位移状态。

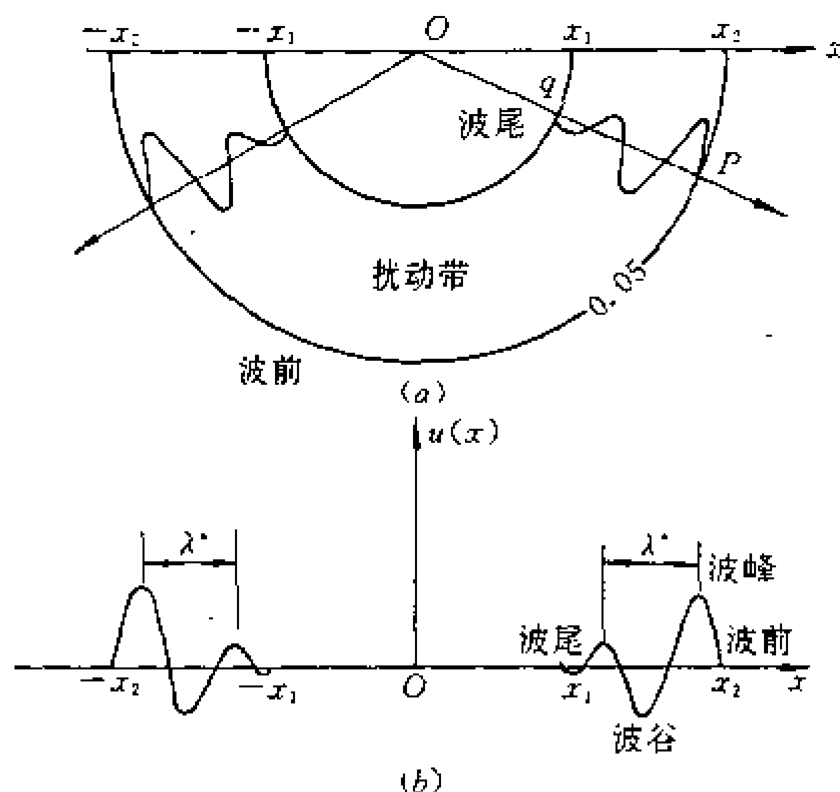


图 6-10 0.05s 时刻的波剖面

a—某时刻剖面上的波动景象；*b*—0.05s 时刻的波剖面

图 6-10*b* 表示了在上述时刻，沿地震测线 Ox 的各质点位移 $u(x)$ 与质点空间坐标的关系曲线，称为波剖面。质点位移的正极大值称为波峰，负极大值称为波谷，两个同向相邻波峰之间的距离称为视波长 λ^*，其单位为米或千米。λ^* 的倒数称为视波数。显然 $\lambda^* = v^* \cdot T^*$，即视波长等于波速与视周期的乘积，它表示一个周期内波所传播的距离。视波数则表示单位长度中的波长数目。

3. 地震波的频谱

地震勘探中，在震源激发产生的地震波是一个非周期的脉冲波，该脉冲波可以看成是由无穷多个不同频率、不同振幅、不同初始相位的简谐振动合成的。反之，一个非周期振动的脉冲波也可以分解成无穷多个不同频率、不同振幅、不同初始相位的简谐波（图 6-11）。图 *b* 中 $F(t)$ 为脉冲信号，图 *a* 中 $\theta(f)$ 为一系列不同频率、不同振幅、不同初始相位的简谐振动。$F(t)$ 与 $\theta(f)$ 二者有唯一对应关系，即 $F(t)$ 一定能分解 $\theta(f)$，而 $\theta(f)$ 合成时必得 $F(t)$。$F(t)$ 与 $\theta(f)$ 之间的分解与合成，数学上可以用傅里叶变换实现，叫波（信号）的频谱分析。

波的频谱包含振幅谱和相位谱两部分，把 $\theta(f)$ 中一系列简谐振动在 $A(f)$-f 坐标系中画出各频率简谐波对应的振幅关系，则得到信号 $F(t)$ 的振幅谱 $A(f)$（图 6-11*c*）。同样，将各种频率的波所对应的初始相位关系画在 φ-f 坐标系中，则得到相位谱 $\varphi(f)$。一般情况下，在对信号进行频谱分析时，着重振幅谱的研究。

地震波在传播过程中，波的频谱和能量都会发生变化。高频成分被地层吸收而迅速衰减，而低频成分相对丰富，致使波的延续时间增长，其能量也随传播距离的增大而呈指数规律衰减。地层对波的这种改造，相当于大地起到了低通滤波的效应。此外，地震波在激发和传播过程中，还伴有不同频率成分的干扰波。因此研究地震波的频谱特征是地震勘探中的一项重要工作，通过频谱分析，找出有效波与干扰波的频率差异，可用来指导野外施工中选择较合适的激发和接收条件，以突出有效波。在室内地震资料数据处理中，可用来指导选用合适的滤波参数压制干扰波，提高信噪比。同时，地震波的频谱中还包含着与地质构造和地层岩性等方面有关的宝贵信息，研究它们之间的内

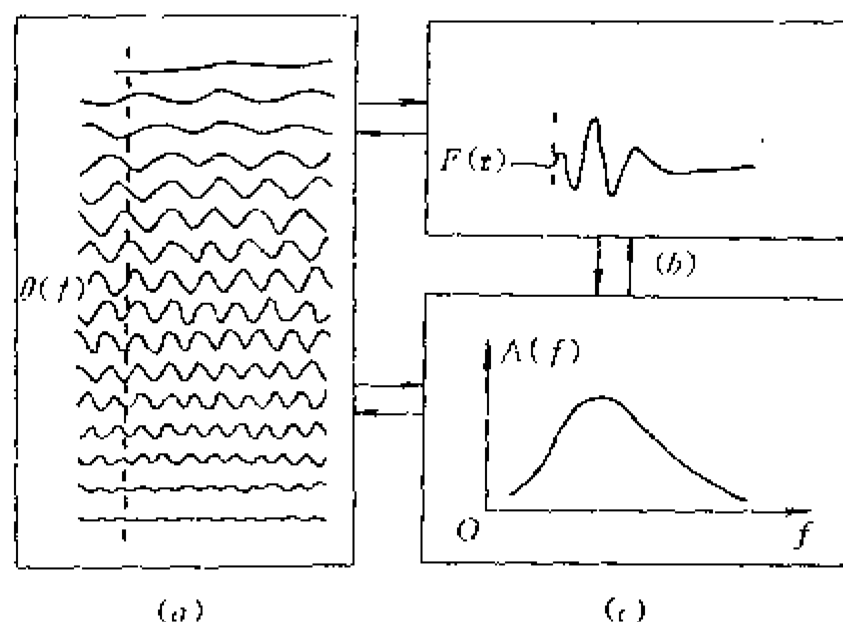


图 6-11 波的频谱图

在联系，可帮助我们利用地震资料进行地层岩性的解释，达到直接找矿的地质效果。

4. 地震波的振幅与衰减

地震波从激发、传播，到被地震仪器所接受，它的振幅和波形都要发生变化，其影响因素主要有两个方面：一是受激发接收条件的影响，如激发方式、激发强度、检波器与地面的耦合状况、仪器增益及滤波特性等因素；另一方面是地震波在传播过程中受到地层介质的各种影响，如波前的扩散、地层对不同频率成分的吸收、波在界面上的反射及透射等。这里主要讨论介质对波传播的影响。

1)能量密度和球面扩散　首先讨论球面纵波动力学的能量特征。根据波动理论可知，波在介质中传播的总能量 E 等于介质振动的动能 E_K 和位能 E_P 之和。即

$$E=E_K+E_P$$

假设波通过的介质体积为 W，介质的密度为 ρ，则波的总能量 E 与波的振幅 A 的平方、频率 f 的平方以及介质的密度 ρ、体积 W 成正比。即

$$E\propto\rho A^2f^2W$$

现令 $\varepsilon=\frac{E}{W}$ 为能量密度。显然，能量密度 ε 表征了单位体积的介质所包含的能量。那么，由于在均匀介质中震源激发的地震波是呈膨胀的球面波向外传播，所以总能量 E 为

$$E=\varepsilon\cdot W=\varepsilon\cdot\frac{1}{3}r\cdot(4\pi r^2) \tag{6-32}$$

式中　r——球体半径。

则
$$\varepsilon=\frac{E}{W}\propto\rho A^2f^2$$

实际上，地震勘探是在波前面上观测波的能量信息，这里关心的是单位时间内通过单位面积的能量，即波的能量密度或叫波的强度 I。

如果在时间 $\mathrm{d}t$ 内通过面积 $\mathrm{d}S$ 的能量为 E，则式(6-32)可改写为

$$E=\varepsilon\cdot v_P\cdot\mathrm{d}t\cdot\mathrm{d}S$$

则波的强度 I 应为

$$I=\frac{\varepsilon\cdot v_P\cdot\mathrm{d}t\cdot\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t\cdot\mathrm{d}S}=\varepsilon v_P\propto A^2 \tag{6-33}$$

式中　v_P——波的纵波速度。

因此波的强度 I 正比于波的振幅平方 A^2。

从图 6-12 可知，单位时间内流过面积 S_1 的能量和流过面积 S_2 的能量相等，于是有

$$I_1\cdot S_1=I_2\cdot S_2$$

所以
$$\frac{I_2}{I_1}=\frac{S_1}{S_2} \tag{6-34}$$

因为 S_1、S_2 具有相同的立体角，故有

$$\frac{S_1}{r_1^2}=\frac{S_2}{r_2^2}$$

所以
$$\frac{S_1}{S_2}=\frac{r_1^2}{r_2^2} \tag{6-35}$$

代入式(6-34)得
$$\frac{I_2}{I_1}=\frac{r_1^2}{r_2^2}$$

因为波的强度正比于波的振幅 A^2，因此有

$$\frac{A_2}{A_1} \propto \frac{r_1}{r_2} \tag{6-36}$$

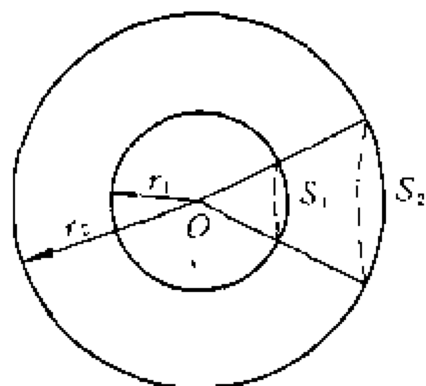


图 6-12 球面波的能量密度示意图

表明波的振幅（质点位移）与波的传播距离成反比，即振幅随距离的增加而呈线性衰减，这就是波的球面扩散，又称几何发散。

2)波的吸收作用 实际上地下介质并非完全弹性体，但可以近似的认为是一种粘弹性介质。当波通过该介质传播时，介质的振动粒子之间产生摩擦，波动的一部分能量转换成热能，于是出现了波的吸收现象。例如，第四系沉积物颗粒松散、胶结差，以及波的能量损失大，说明介质的吸收作用强，而下伏的基岩一般比较致密、均匀、胶结好、介质弹性好，能量损失就小，这说明介质的吸收作用小。在地震勘探中，地震波的振幅（能量）随传播距离 r 的增加呈指数规律衰减。即

$$A = A_0 \cdot e^{-\alpha r} \tag{6-37}$$

考虑到波的球面扩散，地震波的振幅衰减有

$$A = \frac{A_0}{r} \cdot e^{-\alpha r} \tag{6-38}$$

式中 A_0 ——初始振幅；

α ——吸收系数。

吸收系数 α 又与地震波的频率 f 成正比，与地层速度成反比。所以综合考虑波的球面发散和介质的吸收作用，由震源激发的脉冲波传播深度浅、高频成分丰富，随着传播深度的增加，波的高频成分迅速衰减而低频成分相对增加。在浅层高分辨率地震勘探中，地层介质对高频地震波的吸收作用更应特别注意。地震波的频率越高，介质的传播速度越低，地层的吸收作用就越强。

二、地震波的运动学特点

1. 惠更斯-菲涅尔原理

1690 年，惠更斯首先提出了波的传播原理。该原理指出：在空间中，任意 t 时刻波前面上的每一个点都可以看成是从该时刻开始振动并产生子波的新点震源，经 Δt 时间后，这些子波的包络面就是波在 $t+\Delta t$ 时刻到达的新波前（图 6-13）。应用惠更斯原理可以描述波传播的空间几何位置。但无法给出波在空间传播时的物理状态。1814 年，菲涅尔对惠更斯原理进行了补充，他认为波在传播时，上一时刻波前面上全部新点震源所发出的子波可以认为是一种广义的绕射子波，它们经传播后在空间任一观测点上观测到的总扰动，就是这些绕射子波的叠加总和。这样就比只用惠更斯原理解释波的传播有了更明确的物理意义，故称其为惠更斯-菲涅尔原理。

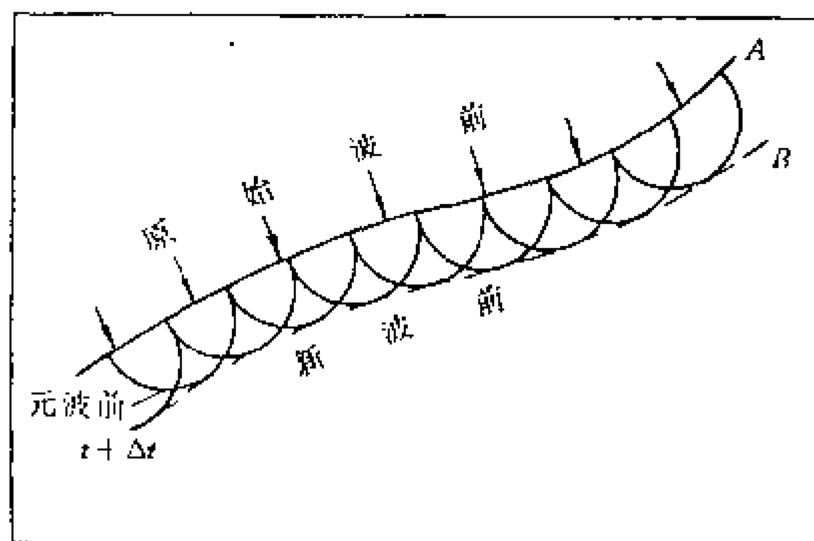


图 6-13 惠更斯原理示意图

必须指出，用射线和波前研究波的传播是一种通过几何作图来反映物理过程的简单方法，故称几何地震学。它只能表征波传播中不同时刻的路径和空间几何位置，但还不能精确计算空间任意点的波场问题。之

后，克希霍夫提出的波的绕射积分理论解决了这一问题。克希霍夫给出的波动方程的解，现已广泛应用于地震勘探中。

2. 费马原理

费马原理从空间上描述了波是沿垂直于波前的射线传播的，并证明了波沿射线方向传播的时间最短，即是说波从一点到另一点是沿旅行时间最小的路径传播，该路径就是波场的射线方向。在均匀介质中，两点间传播时间最短的路径是连接该两点的直线。对于非均匀介质，这种传播时间最短的路径不再是直线，但射线与波前面仍保持相互垂直的关系。

根据费马原理，波在传播时，其波前到达某一空间位置的时间是确定的，因此波前的传播时间可以用空间位置的函数来表示。即

$$t=M(x,y,z) \tag{6-39}$$

反之，若已知上述的函数关系，则可确定波前到达空间的任一点 $M(x,y,z)$ 的时间 t，从而确定了时间 t 的空间分布。现将式(6-39)确定的时空关系定义为时间场。在时间场内，将时间相同的空间位置的点连接起来，组成等时面，则 t_i 时刻的波前面与 t_i 时刻的等时面重合。

3. 视速度定理

由图 6-14 可知，Q_1、Q_2 分别是 t_1、$t_2(t_2=t_1+\Delta t)$ 时刻的波前位置，而 SP、$S'P'$ 是垂直于波前 Q_1、Q_2 的射线。若 Q_1、Q_2 波前面远离震源，则 Q_1、Q_2 球面波前就转化为平面波前，射线 SP、$S'P'$ 相互平行，波在介质中传播的真速度 v 有

$$v=\frac{\Delta S}{\Delta t} \tag{6-40}$$

式中 ΔS ——Q_1、Q_2 两平面波面之间的射线距离；

Δt ——两波前传播的旅行时差。

图 6-14 视速度示意图

通常在地震勘探中是沿地面测线 $SP'(\Delta S')$ 观测和接收地震波，射线 SP、$S'P'$ 以与地面的夹角 α 倾斜入射地面。那么，此时沿 SP' 观测到地震波(前)的传播速度为

$$v^*=\frac{\Delta S'}{\Delta t} \tag{6-41}$$

这个速度显然不是真速度，因此在地面沿测线能观测到的速度 v^* 称为视速度。

由于波从 S 点传至 P 点或 P' 点的时间均为 Δt，因此有

$$\Delta t=\frac{\Delta S}{v}=\frac{\Delta S'}{v^*} \tag{6-42}$$

而

$$\frac{\Delta S}{\Delta S'}=\cos\alpha$$

所以

$$v^*=\frac{v}{\cos\alpha} \tag{6-43}$$

此关系式表示了真速度和视速度之间的关系，它就是视速度定理。

对于式(6-43)，结合图 6-14 可知，当 $\alpha=0$，即射线沿测线 SP' 传播时，$v^*=v$，此时视速度等于真速度；当 $\alpha\neq0$，即射线倾斜地面入射时，由于 $\cos\alpha$ 总是小于 1，故视速度总是大于真速度；在 $\alpha=90°$ 极限情况，$\cos\alpha=0$，$v^*\to\infty$，这表明射线 SP、$S'P'$ 垂直地面 SP' 入射，相当于某时刻波前同时到达地面 SP'，而沿 SP' 观测好像有一波动以无穷大的视速度沿地面传播一样。

三、在弹性分界面上波的反射和透射

在地震勘探中，主要是研究层状介质中地震波的传播特征。为此，先讨论弹性波在一个弹性分界面上的传播问题。如同光线在不同介质传播一样，当弹性波遇到两种不同性质的均匀介质分界面，即具有弹性性质发生突变的弹性分界面时，弹性波将在此分界面上产生反射和透射现象。下面将从平面波理论出发，用惠更斯原理等运动学观点来分析这种现象。

1. 平面波的反射和透射

假设整个弹性介质空间中存在一个弹性分界面 R(图 6-15)。在上半空间 W_1 中波的传播速度为 v_1，下半空间 W_2 的传播速度为 v_2。如果介质 W_1 中有一平面波前 AB 向分界面 R 投射，它与界面 R 的夹角为 α，当波前面 A 点于 t 时刻到达界面 R 上的 A' 点时，根据惠更斯原理可将界面上的 A' 点看成一个新点震源，由该点产生一个新的扰动向周围介质传播；当波前面上 B' 点经过 Δt 时间传播到界面 R 上的 Q 点时，由 A' 点新震源发出的新扰动在 W_1 介质中亦已按 v_1 速度传播了 Δt 时间，在 W_2 介质中已按 v_2 速度传播了同样的时间 Δt。于是用作图的方法以 A' 点为圆心，以 $r_1=v_1\Delta t$ 为半径在 W_1 介质中画圆弧，而以 $r_2=v_2\cdot\Delta t$ 为半径在 W_2 介质中画圆弧，从 Q 点分别作这两个圆弧的切线，并相切于 S 点和 T 点(图 6-15)。显然，QS 和 QT 平面必然是$(t+\Delta t)$时刻分别在 W_1、W_2 中形成的新波前面，其中与入射波前 $A'B'$ 在同一介质 W_1 中 QS 波前面称反射波的波前，$A'S$ 为反射波的射线。在入射介质的另一介 W_2 介质中的 QT 波前面，称它为透射波的波前面，$A'T$ 是透射波的射线。如果设入射波前面 $A'B'$、反射波前面 QS、透射波前面 QT 与 R 界面的夹角分别为 α、α'、β。称 α 为入射角，α' 为反射角，β 为透射角。从图上的三角关系可以得到

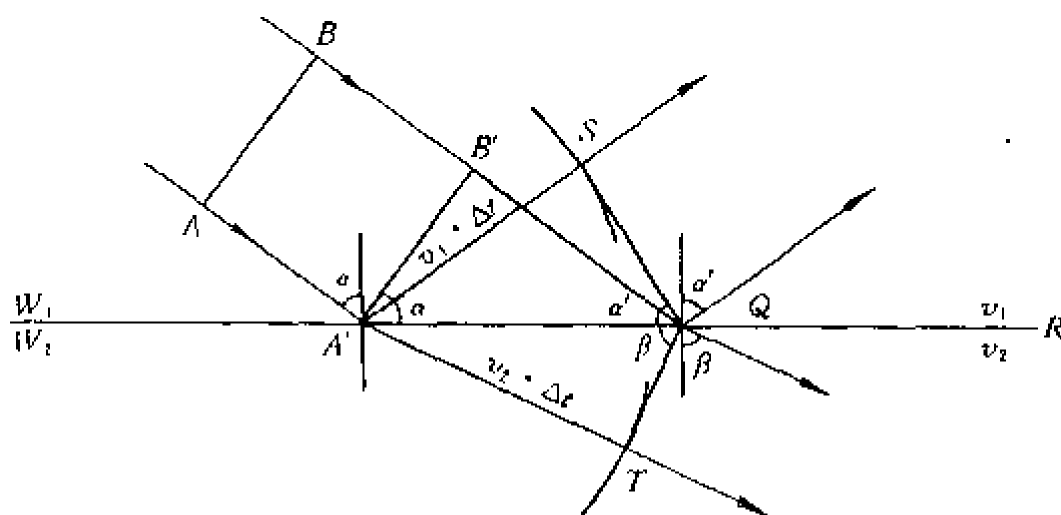


图 6-15 平面波的反射和透射

$$B'Q=v_1\cdot\Delta t,\qquad A'S=v_1\cdot\Delta t,\qquad A'T=v_2\cdot\Delta t$$

则有

$$v_1\cdot\Delta t=A'Q\cdot\sin\alpha,\qquad v_1\cdot\Delta t=A'Q\cdot\sin\alpha',\qquad v_2\cdot\Delta t=A'Q\cdot\sin\beta$$

于是有

$$\frac{\sin\alpha}{v_1}=\frac{\sin\alpha'}{v_1}=\frac{\sin\beta}{v_2}=p \tag{6-44}$$

这就是著名的斯奈尔(Snell)定律，它反映了在一个分界面上产生的入射、反射和透射波都具有相同的射线参量 $p=\sin\alpha_i/v_i$。

由于射线垂直于波前，因此在弹性分界面上亦可用射线来表示入射、反射和透射三者之

间的关系，它们仍应满足斯奈尔定律，此时入射角 α、反射角 α' 和透射角 β 分别表示入射线、反射线和透射线同界面 R 的法线之间的夹角(图 6-16)。

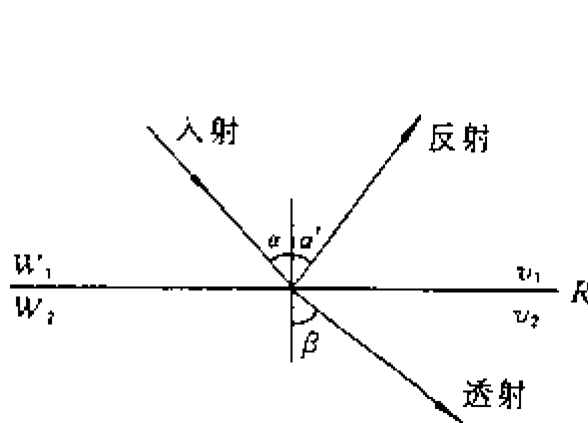


图 6-16　入射、反射、透射之间的关系

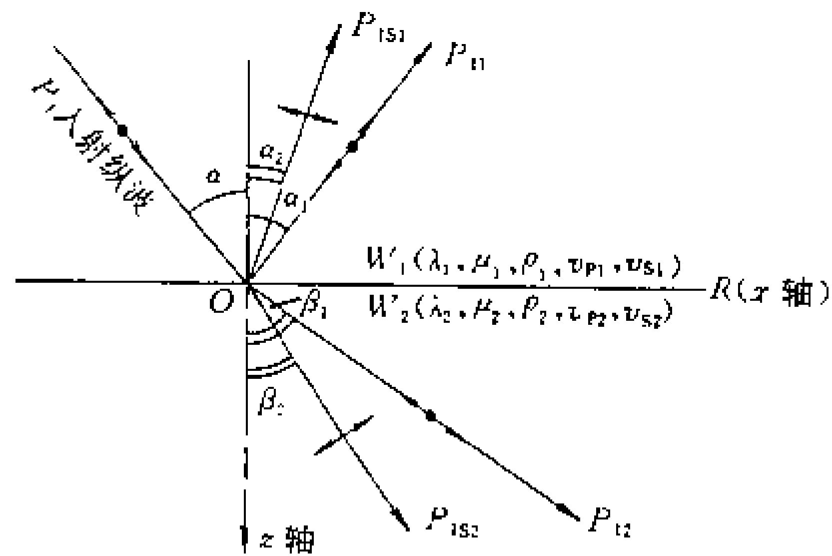


图 6-17　倾斜入射时平面纵波 P_1 的反射和透射

2. 弹性分界面上波的转换

假设相互密接的两种介质都是均匀和各向同性的，但分界面 R 两侧该两种介质具有不同的弹性系数、密度和速度。即

$$W_1:\lambda_1、G_1、\rho_1、v_1$$

$$W_2:\lambda_2、G_2、\rho_2、v_2$$

如图 6-17 所示，若在介质 W_1 中入射一个平面纵波 P_1，它在界面上的质点振动可以分为与界面垂直和平行的两个分量，故除了产生同类波——反射纵波 P_{11} 和透射纵波 P_{12} 外，同时还会产生转换波——反射横波 P_{1S1} 和透射横波 P_{1S2}。根据惠更斯原理，用类似证明式(6-43)的方法仍可证明 P_1、P_{11}、P_{1S1}、P_{12}、P_{1S2} 这五个波都满足斯奈尔定律。即

$$\frac{\sin\alpha}{v_{P1}}=\frac{\sin\alpha_1}{v_{P1}}=\frac{\sin\alpha_2}{v_{S1}}=\frac{\sin\beta_1}{v_{P2}}=\frac{\sin\beta_2}{v_{S2}} \tag{6-45}$$

式中　α ——纵波入射角；

α_1、α_2 ——纵波和横波的反射角；

β_1、β_2 ——纵波和横波的透射角。

从而可按式(6-45)确定各波的传播方向。至于在介质 W_1 和 W_2 中形成四种不同类型的波和速度，它们分别为

- 入射纵波 P_1
  - W_1 中的反射波
    - 反射纵波 P_{11}(体应变)→速度 $v_{P1}=\sqrt{\frac{\lambda_1+G_1}{\rho_1}}$ ——与 P_1 是同类波
    - 反射横波 P_{1S1}(切应变)→速度 $v_{S1}=\sqrt{\frac{\mu_1}{\rho_1}}$ ——是 P_1 的转换波
  - W_2 中的透射波
    - 透射纵波 P_{12}(体应变)→速度 $v_{P2}=\sqrt{\frac{\lambda_2+\mu_2}{\rho_2}}$ ——与 P_1 是同类波
    - 透射横波 P_{1S2}(切应变)→速度 $v_{S2}=\sqrt{\frac{\mu_2}{\rho_2}}$ ——是 P_1 的转换波

若入射波不是纵波而是横波，同样会产生另外的四个波，即两个反射波和两个透射波。但需指出，在分界面处并非必然产生全部的四个波。当垂直入射时将不产生转换波，又如第

二介质是液体时则在其中也不产生横波。

3. 弹性分界面上波的能量分配

介质的纵波速度 v 与密度 ρ 的乘积 ρv，称为介质的波阻抗。当地震波沿法线垂直人射到波阻抗不同的两介质分界面时，其能量重新分配。一部分能量穿过界面成为透射波继续向前传播，而另一部分能量则被反射回来。由于垂直入射不存在沿界面方向振动的切向分量，故不产生转换波，属同类波的人射纵波，反射纵波和透射纵波都沿界面的法线传播。这时人射波的振幅 A_1、反射波的振幅 A_{11} 以及透射波的振幅 A_{12} 三者之间存在以下关系：

$$\left.\begin{aligned} &\text{反射系数} \quad K_{11}=\frac{A_{11}}{A_1}=\frac{\rho_2 v_2-\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2+\rho_1 v_1} \\ &\text{透射系数} \quad K_{12}=\frac{A_{12}}{A_1}=1-K_{11}=\frac{2\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2+\rho_1 v_1} \end{aligned}\right\} \tag{6-46}$$

从式(6-46)可以看出，当 $\rho_2 v_2>\rho_1 v_1$ 时，反射系数 K_{11} 为正值，说明人射波的相位和反射波的相位一致，也就是说当人射波由疏介质(波阻抗小)向密介质(波阻抗大)投射时，入射波波前以压缩带到达界面，反射波波前也是压缩带；反之，当 $\rho_2 v_2<\rho_1 v_1$ 时，K_{11} 为负值，说明反射波和人射波相位反向，即当入射波由密介质向疏介质投射时，入射波波前若是压缩带，则反射波波前就变为膨胀带，这种现象在物理中称为半波损失。对于透射系数 K_{12}，从式(6-46)可以看出它总是正的，因此透射波和人射波具有相同的相位。

对于纵波倾斜入射波阻抗分界面时产生的四种派生波的能量分配，除了取决于界面两侧介质的弹性性质差异程度之外，其反射、透射系数还是人射角的函数，因而比较复杂。现仅讨论两种特殊情况下，四种波能量分配的关系曲线(图 6-18、图 6-19)。

图 6-18 是在 $v_{P1}>v_{P2}$($v_{P2}/v_{P1}=0.5$)，$\rho_1>\rho_2$($\rho_2/\rho_1=0.8$)，泊松比：$\mu_1=0.3$，$\mu_2=0.25$ 条件下，各种波在不同 α 入射时所获得的能量分配关系图，现将图示的能量关系分析如下：

当人射角 $\alpha<20°$时，能量主要分配在透射纵波 P_{12} 和反射纵波 P_{11} 上，横波几乎没有能量。随着 α 角的增大，纵波 P_{11}、P_{12} 的某些能量转化为反射横波 P_{PS1} 和透射横波 P_{PS2} 的能量，

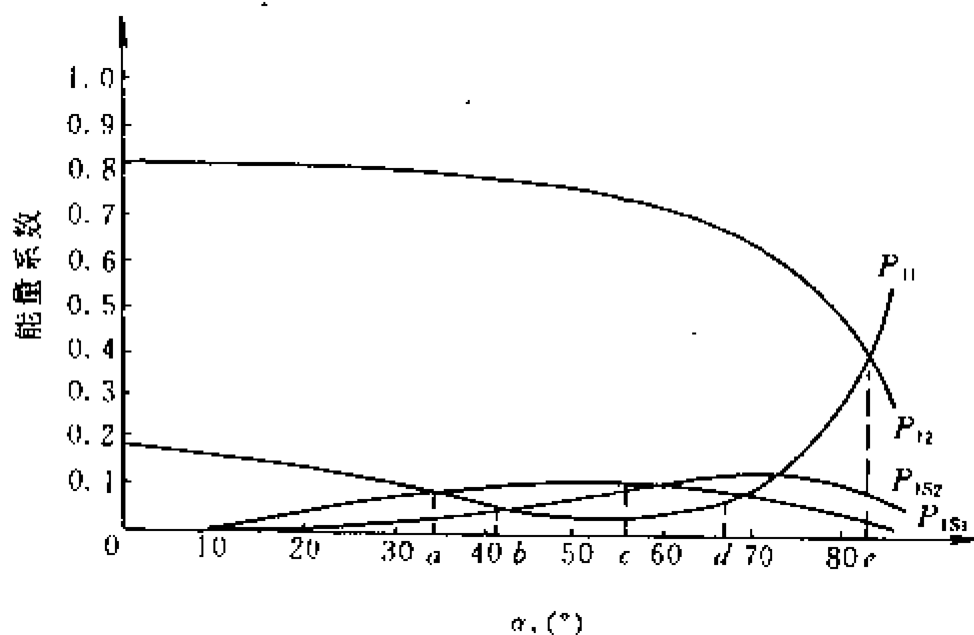


图 6-18　由高阻抗射人低阻抗时各波的能量分配

$v_{P2}/v_{P1}=0.5$，$\rho_2/\rho_1=0.8$，$\sigma_1=0.3$，$\sigma_2=0.25$

但主要能量还是在纵波方面，说明在纵波入射的条件下，横波的相对强度不大，但当 $\alpha=40°$～$60°$时，反射横波 P_{IS1}却超过了反射纵波的强度。这说明在远离震源接收或大倾角入射时，容易接收到反射的转换横波。

图 6-19 是在 $v_{P2}/v_{P1}=2$，$\rho_2/\rho_1=0.5$，波阻抗 $r_2/r_1=(v_{P2}\cdot\rho_2)/(v_{P1}\cdot\rho_1)=1$ 时，波由低速介质向高速介质入射时，各种波的能量分配关系。曲线的实线部分表示入射纵波 P_1 接近法线入射时($\alpha\rightarrow0°$)，因界面无波阻抗差异($r_2/r_1=1$)，故能量几乎全部穿过界面形成透射纵波 P_{12}，而不产生反射纵波 P_{11}，也不产生转换横波 P_{IS1}。随着 α 的增大，透射纵波 P_{12}能量下降，透射转换横波 P_{IS2}、反射转换横波 P_{IS1}的能量有所增加(尽管波阻抗无差异)。当 α 增至某一角度时(图中 $\alpha=30°$)，突然出现很强的反射纵波 P_{11}和反射转换横波 P_{IS1}，而透射纵波 P_{12}的强度却急骤下降为零，这种能量转换的突变，实际上是在界面附近又产生了一种新的波动，即是折射波，此时的 α 又称为临界角 i_{PP}。由此可知，界面附近产生的这种全反射和新的折射波，其物理前提是 $v_{P2}>v_{P1}$ 而与波阻抗差异无关。在 $\alpha\geqslant i_{PP}$的范围内，所形成的强反射波称为广角反射带。

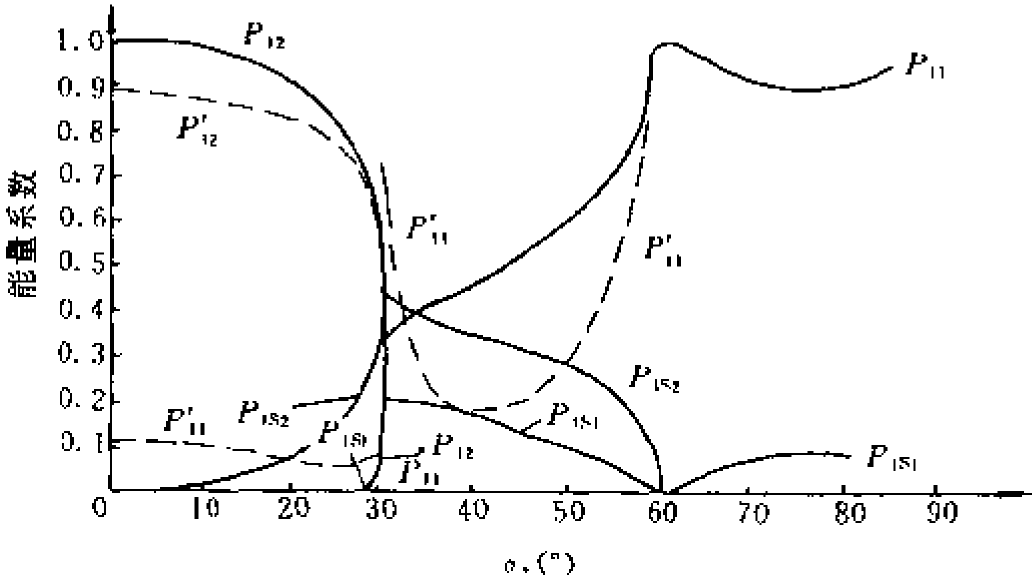


图 6-19 由低阻抗射入高阻抗时各波的能量分配

实线：$v_{P2}/v_{P1}=2$，$\rho_2/\rho_1=0.5$，$r_2/r_1=1$；虚线：$v_{P2}/v_{P1}=0.5$，$\rho_2/\rho_1=1$，$r_2/r_1=2$

图 6-20 的虚线是 $v_{P2}/v_{P1}=0.5$，$\rho_2/\rho_1=1$，即波阻抗 $r_2/r_1=2$ 时各种波的能量分配曲线，这时由于 $r_2\neq r_1$，所以反射纵波 P'_{11}一直存在。在临界角 $i_{PP}\geqslant30°$时，P'_{11}经突变加强后又急剧下降，在 $\alpha>45°$后才上升形成广角反射带。这里分析的广角反射带，对于浅层地震勘探的方法研究具有一定的指导意义。

4. 球面波的反射和透射

前面已经讨论了平面波在介质中的传播。平面波其实只不过是一种理论上的近似或是一种数学抽象，对于某一界面，平面波的入射角 α 是不变的，也不考虑其能量的球面扩散。而实际上，由一点震源发出的地震波在均匀介质中都是以球面波的形式传播，当它入射到界面时，沿 x 轴方向的入射角 α 也是变化的，同时其能量也存在球面扩散问题。

现仅讨论界面埋深为 H，$v_{P2}>v_{P1}$ 时，球面纵波由震源 O 点出发入射到界面 R 上的情况。如图 6-20 所示，球面纵波在界面上入射角 α 可以从 0°变化到 90°，根据前已述及的波在界面上能量分配的理论可知，随着纵波入射角 α 的不同，反射界面上各点的反射系数 A_{PP}亦

发生相应的变化，即反射波的相对强度随入射角而变。此外，根据斯奈尔定律可知，入射角等于反射角，于是可容易的决定出反射波的射线方向。显然，入射波和反射波都只存在于 W_1 介质中，且入射波的波前面是以震源 O 点为球心的半球面，反射波的波前面也是以虚震源为球心的半球面。同样，根据斯奈尔定律还可容易求出透射纵波射线的方向，同时可知透射纵波的波前面是一些非圆曲面。

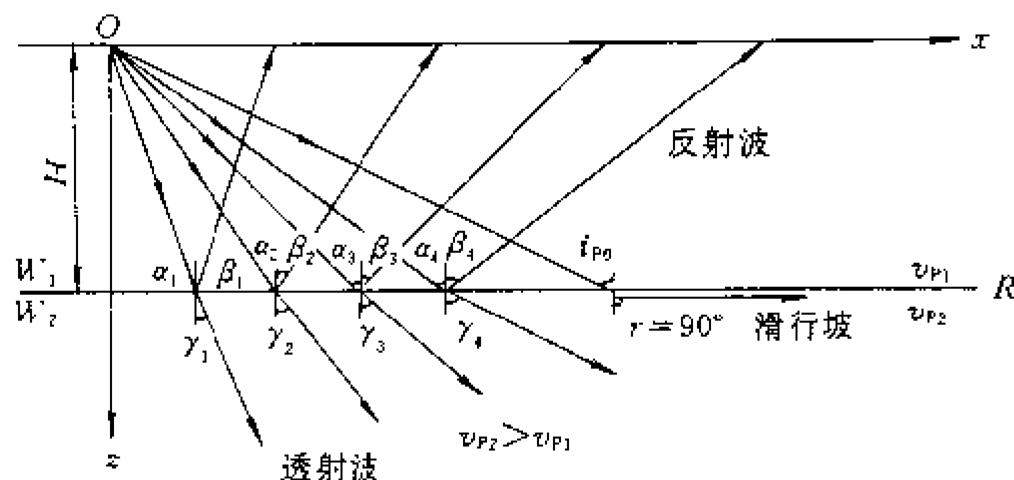


图 6-20 球面波的反射、透射和滑行波的形成

5. 折射波的形成

根据式(6-45)，当 $v_{P_2}>v_{P_1}$ 时，则透射角 β_1 总是大于入射角 α，且 α 增大，β_1 也随之增大，当 α 增至某一角度 i_{PP}时，可使透射角 $\beta_1=90°$，即 $\sin\beta_1=\sin 90°=1$，于是有

$$\sin i_{PP}=\frac{v_{P_1}}{v_{P_2}}, \qquad i_{PP}=\sin^{-1}\left(\frac{v_{P_1}}{v_{P_2}}\right) \tag{6-47}$$

透射纵波 P_{12}以 v_{P_2} 速度沿界面滑行(图 6-21)。此时，入射角 i_{PP}叫临界角，它可由式(6-47)确定。当入射角 α 大于临界角 i_{PP}时，不再产生透射纵波，入射能量以反射纵波 P_{11}和反射转换横波 P_{1S1}的形式反射回界面上方的介质中。

现在进一步讨论滑行波沿界面以 v_{P_2} 速度滑行时所发生的情况。根据惠更斯原理，滑行波所经过界面上的任何一点，都可看作从该时刻振动的新点震源，这样下层介质中的质点就要发生振动，由于界面两侧的介质连续且质点间存在弹性联系，下层质点的振动必然引起上覆介质点的振动，这样在上层介质中就形成了一种新的波动，在地震勘探中称为折射波。下面对这种新波作进一步的讨论。

从图 6-21 可知，滑行波的波前垂直于界面，其射线从 A 点开始以 v_{P_2} 速度沿界面滑行了一段时间 Δt，波前到达 B 点，滑行路径 $AB=v_{P_2}\cdot\Delta t$，此刻 A 点已向上层介质发出的半圆子波波前的半径 $AC=v_{P_1}\cdot\Delta t$，B 点则刚刚开始振动。过 B 点作 AC 半圆子波的切线 BC，BC 就是该时刻折射波的波前。显然，它与界面的夹角$\angle ABC$ 等于临界角 i_{PP}，因为在直角三角形 ABC 中

$$\sin\angle ABC=\frac{AC}{AB}=\frac{v_{P_1}\cdot\Delta t}{v_{P_2}\cdot\Delta t}=\frac{v_{P_1}}{v_{P_2}}=\sin i_{PP}$$

所以$\angle ABC=i_{PP}$。

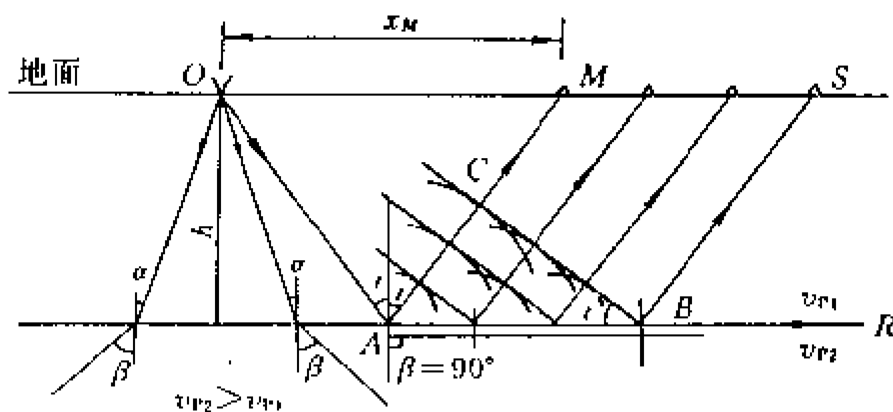


图 6-21 折射波的形成

折射波的射线是垂直于波前 BC 的一簇平行直线，可以简单的证明它与界面法线的夹角也为临界角 i_{PP}。从图 6-21 可知，射线 AM 既是反射角为 i_{PP}的反射波的射线，也是折射波的第一条射线，在地面上从 M 点开始才能观测到折射波，自震源到 M 点之间的 OM 范围以内不存在折射波，所以称 OM 这个范围为折射波的盲区 x_M。

$$x_M = 2h \cdot \tan i_{PP} = 2h \cdot \frac{\sin i_{PP}}{\cos i_{PP}}$$

$$= 2h \cdot \left[\left(\frac{v_{P2}}{v_{P1}}\right)^2 - 1\right]^{-1/2} \tag{6-48}$$

从上式可知，x_M 随 h 的减小和 v_{P2}/v_{P1} 比值的增大而减小，而且当 $v_{P2}/v_{P1} = \sqrt{2}$ 时，则

$$x_M = 2h \tag{6-49}$$

因此式(6-49)可作为经验公式，估计折射波盲区的大小，即只有当炮检距大于 2 倍以上的折射界面深度时才能观测到折射波。

从上述讨论可知，形成折射波的条件必须是下层介质的波速大于上覆介质的波速。对于横波折射波也是如此，必须有 $v_{S_2} > v_{S_1}$。在实际的地层剖面中，不同岩性地层的波阻抗差异是普遍存在的，但层状介质的波速随深度递增的情况并不一定处处皆是。因此对于某一个地层的剖面，能追踪到的折射界面数目往往比反射界面少的多。

第三节　地震波在岩石中的传播速度及其影响因素

弹性介质的速度差异是产生反射，透射和折射现象的必要条件，也是地震勘探的重要物理基础之一。前已述及的折射波的形成是由于存在速度界面，而反射波的形成则是由于存在着波阻抗差异，在波阻抗中速度差异起了主导作用。从下式

$$\left.\begin{aligned} v_P &= \sqrt{\frac{\lambda+2G}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}} \\ v_S &= \sqrt{\frac{G}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\mu)}} \end{aligned}\right\} \tag{6-50}$$

可见，地震波的速度主要取决于岩石的弹性参数 λ、G、ρ 或者 E、μ、ρ。不同地质时代、不同沉积环境和成因、不同物质成分和结构的岩石，其弹性参数也不同。这样不同岩性的岩层，就可以与不同的速度层相对应。因此速度作为地震勘探中的一个重要参数，它将地质模型和物理模型联系起来，这些在实际地层中传播的且直接与地下地质体的岩性有关的速度称为层速度；它真实反映了岩层的性质。因此，近十几年来国内、外不少学者注意研究层速度的变化规律与岩性之间的关系，试图让地震勘探不仅在构造勘探方面而且也在研究岩性地层等方面发挥作用。但是从另一方面来看，实际的岩层又是相当的复杂，尤其是沉积岩地区，地层常常是不均匀的互层，有时尖灭、有时相变，并不一定是理想的层状介质。甚至由于成因或沉积时

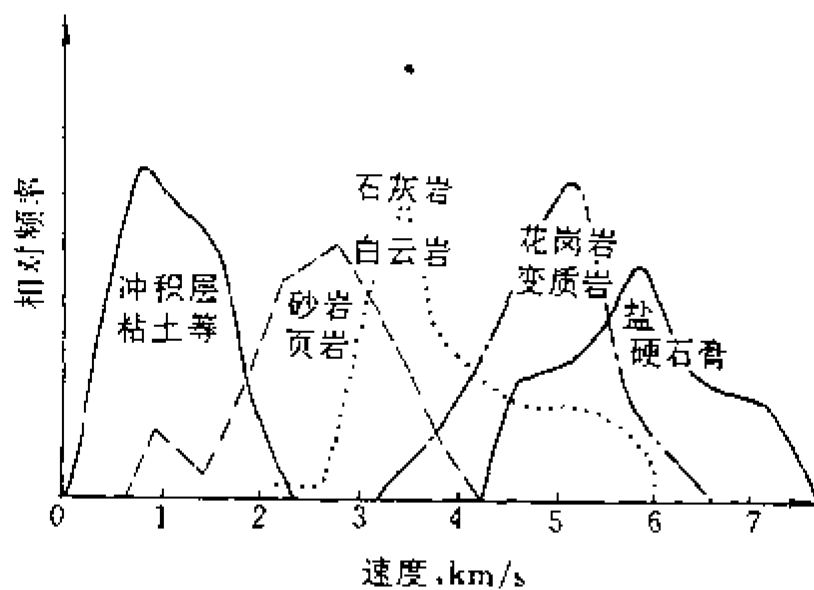


图 6-22　不同类型常见岩石的纵波速度

代的不同，使同一类岩石的速度值常有很大的变化范围；相反，有时对于不同类型的岩石，其速度值又可能有一定的重叠范围(图 6-22)。下面简单讨论影响岩石速度的主要因素。

一、岩性对速度的影响

不同的岩石有不同的波速，在三大类岩石中一般岩浆岩的速度最高，变质岩次之，沉积岩的速度最低且变化覆盖范围很大，这是因为沉积岩的矿物成分和结构比较复杂，同时波速还受岩石孔隙率及孔隙充填物的影响。表 6-2 为几种主要类型岩石的速度值。表 6-3 为沉积岩的速度及波阻抗值，其中致密的灰岩、岩盐、硬石膏等速度值最高。

表6-2 各类岩石的速度

岩石	纵波速度，m/s
沉积岩	1500～6000
花岗岩	4500～6500
玄武岩	4500～8000
变质岩	3500～6500

表 6-3 常见沉积岩的速度和波阻抗

岩石	速度 v_P，m/s	波阻抗 $\rho \cdot v_P$，$10^4 g/(cm^2 \cdot s)$
风化带	100～500	1.2～9
干砂、砾石	100～600	2.8～14
泥	500～1900	3.8～30
湿砂、砾石	200～2000	3～40
粘土	1200～2800	15～65
疏松砂岩	1500～2500	27～60
泥灰岩	2000～4700	20～120
致密砂岩	1800～4300	40～115
白垩	1800～3500	36～90
泥质片岩	2700～4800	65～135
石灰岩、白云岩	2000～6250	35～180
硬石膏、岩盐	4500～6500	110～140
煤	1600～1900	20～35
空气	310～360	0.004
石油	1300～1400	12～15
水	1430～1590	14～16
冰	3100～4209	30～45

二、岩石孔隙率对速度的影响

一块固体岩石基本由两部分组成，一部分是造岩矿物本身，称为岩石的骨架；另一部分

是由各种气体或液体充填的孔隙。所以固体岩石实际上是双相介质，地震波就在其中传播。通常充填物比岩石骨架的速度低，如空气的速度为330m/s、水的速度为1430～1590m/s。因此孔隙率越高，充填的低速成分越多，则岩石的速度就越低。1956年威利等人提出了一个计算岩石速度 v 和孔隙率 Φ、岩石骨架速度 v_m，孔隙充填物速度 v_L 的关系公式，称为时间平均方程。即

$$\frac{1}{v}=\frac{(1-\Phi)}{v_m}+\frac{\Phi}{v_L} \tag{6-51}$$

这个方程说明波在岩石中传播的时间是岩石骨架中和充填介质中波传播所用时间的总和。该公式仅适用于岩层孔隙中只有气、水和石油等流体，并且流体压力与岩石压力相等的情况随着流体压力的减小，上述时间平均方程尚需进行修改。由式(6-51)亦可看出，岩石的孔隙率与波传播速度成反比，即同样岩性的岩石，当孔隙率大时其速度值相对变小。孔隙中充填物的性质也影响波在这些充填物中的传播，其中在气体中波传播的速度最慢，油次之，水中波速相对高一些。

三、岩层的地质年代和埋藏深度对速度的影响

对于同一深度且成分相似的岩石，在实际工作中发现，地质年代不同，波在其中的传播速度不同，地质年代老的岩层往往比新的岩层具有较高的速度。

在岩性和地质年代相同的条件下，地震波的速度随岩石埋深的增加而增大，因为岩石埋藏深度越大，所承受的压力就越大，同时使岩层的密度增大，孔隙率变小，导致岩层的速度增加(表6-4)。

表6-4 岩石速度(v_P)与地质时代和埋深的关系

地质时代	页岩、砂岩			灰岩	
	埋深，m			埋深，m	
	0～600	600～900	900～1200	0	1000～1370
更新世—渐新世	1850	2200	2470	—	—
始新世	2160	2740	3080	—	—
白垩纪	2260	2840	3260	3360	4120
二叠纪	2600	3050	—	—	4730
泥盆纪	4060	4090	1120	4270	5340
奥陶纪	—	—	—	5100	6100

第七章　地震波的时距关系

研究地震波的运动学特征，即研究波在介质中传播的空间位置与传播时间的几何关系，称为几何地震学。在地震勘探的实践中，这种波在介质中传播的时-空关系，通常是在地面测线上用一次激发多道接收的形式，记录观测波传播的时-距关系来实现的。所谓时-距关系，就是表示波从震源出发，经过地下介质传播到测线上各观测点的旅行时间 t，同观测点相对于激发点的距离（炮检距）x 之间的关系。如果已知地下界面的产状（倾角、倾向、埋深）和介质的速度参数等资料来求取地震波的时距关系，叫地震勘探的正演问题；反之，根据地震工作获得的时距关系，来求取地下界面的几何形态等，则称为地震勘探的反演问题。地震勘探的重要任务之一，就是通过这个反演过程勘探解释地下岩层的构造形态。下面简要讨论有关几何地震学的正演问题。

第一节　直达波的时距曲线

从震源出发不经过反射或折射，直接传播到达各检波点的地震波称为直达波，其时距方程为

$$t=\pm\frac{1}{v_1}x \tag{7-1}$$

式中　v_1——介质的波速；

x——炮检距（激发炮点到检波器接收点的距离）；

t——直达波从震源 O 到达任意观测点的旅行时间。

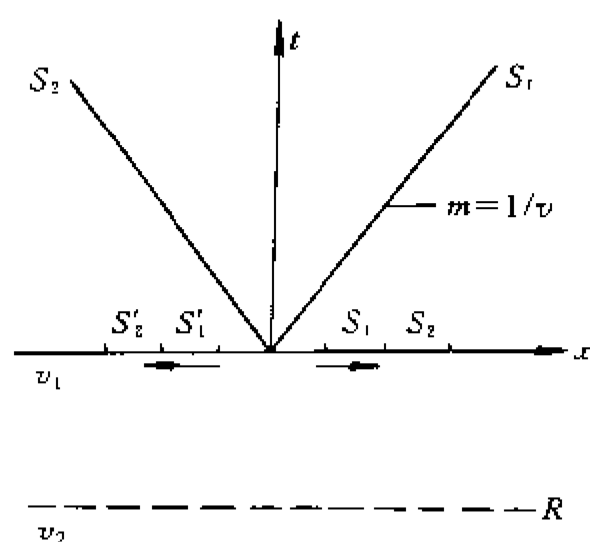


图 7-1　直达波时距曲线

如果直达波仅沿一种介质传播，则 v_1 为常量。若以坐标原点对应于震源 O，则该时距方程的图像——时距曲线在直角坐标系中是通过坐标原点对称于 t 轴，斜率 $m=\pm1/v_1$ 的两支对称直线（图 7-1）。从式（7-1）可知，直达波时距曲线的斜率仅与 v_1 波速有关，所以可以利用直达波时距曲线的斜率 m 来求取 v_1。同时还可看出，直达波时距曲线与地下各界面 R 的空间位置无关，故它不能用于解释地表以下地层的构造形态。此外，尚需指出，如果直达波射线所经过的介质不是均匀介质 v_1，而是非均匀介质，那么直达波的时距曲线就不再是直线，而可能呈折线或曲线形状，但曲线斜率的倒数仍反映介质波速的变化。

第二节　反射波的时距曲线

地震反射波运动学通常是采用类似几何光学中的镜像原理（或称虚震源法）来研究在震源附近观测时地下各（层状）介质结构产生的反射波的时距关系。这里先讨论倾斜界面情况下反射波的时距曲线，然后再讨论水平界面的反射波时距曲线。

一、倾斜界面的反射波时距曲线

如图 7-2 所示，假设地面水平，测线垂直地层走向，地下有一倾斜反射界面 R，介面倾角 φ 为真倾角，界面法线 OC 的深度为 h，界面上、下介质的波速和密度分别为 v_1、ρ_1，v_2、ρ_2，且波阻抗满足 $v_1 \cdot \rho_1 \neq v_2 \cdot \rho_2$。

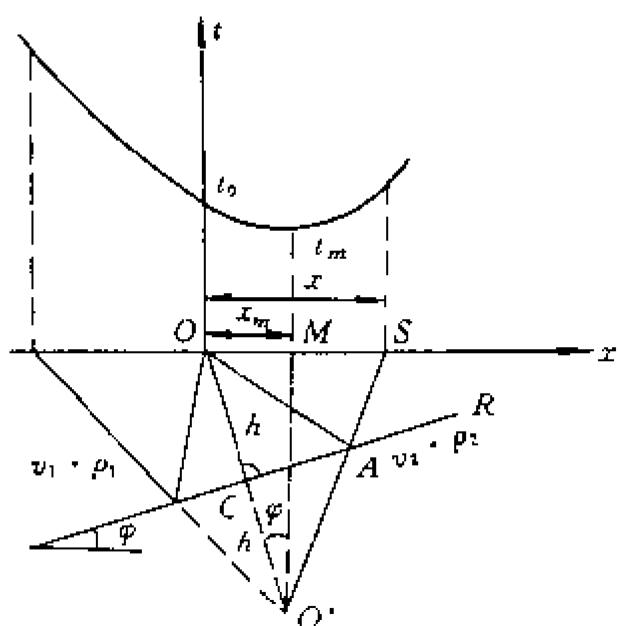


图 7-2　倾斜界面的反射波时距曲线

取直角坐标系的 x 轴与地面测线重合，震源 O 与坐标原点重合。设在震源 O 点激发的地震波自 O 点出发经界面上的 A 点反射，到达地面任意一点 S 的传播时间为 t。我们在 x 轴的正方向(界面的上倾方向)讨论反射波的旅行时间 t 与炮检距 x(设 $OS=x$)的时距曲线方程。

首先建立虚震源的概念，延长界面法线 OC 到 O^* 点，使 $OC=O^*C=h$，则直线 $OO^*=2h$，连接 O^*A，则易证明 O^*A 与 O^*S 在同一直线内。显然，波由震源 O 点出发经界面上的 A 点反射到地面 S 点的射线路径，可以看作波由 O^* 点出发经 O^*S 直接传播到 S 点，即射线路径 $OA+AS=O^*S$。此时称 O^* 点为虚震源，据此可得出反射波的旅行时间

$$t=\frac{OA}{v_1}+\frac{AS}{v_1}=\frac{O^*S}{v_1} \tag{7-2}$$

若设 M 点为虚震源 O^* 在地面测线上的投影，则在直角三角形 O^*MS 中有

$$O^*S=\sqrt{MS^2+O^*M^2} \tag{7-3}$$

在直角三角形 O^*MO 中有

$$OM=2h \cdot \sin\varphi$$

$$O^*M^2=OO^{*2}-OM^2=4h^2-4h^2\sin^2\varphi \tag{7-4}$$

所以，在直角三角形 O^*MS 中则有

$$MS^2=(OS-OM)^2=(x-2h\sin\varphi)^2 \tag{7-5}$$

将式(7-4)、式(7-5)代入式(7-3)，再将结果代入式(7-2)，经整理得反射波的时距曲线方程式

$$t=\frac{1}{v_1}\sqrt{x^2+4h^2-2hx\sin\varphi} \tag{7-6}$$

若同时考虑在 x 轴的负方向进行观测，则式(7-6)或改写为

$$t=\frac{1}{v_1}\sqrt{x^2+4h^2\mp 2hx\sin\varphi} \tag{7-7}$$

因此，根据图 7-2，首先约定：在界面的上倾方向观测时，或者说当界面的上倾方向与 x 轴的正方向一致时，式(7-7)中的 $2hx\sin\varphi$ 项为负值；反之，为正值。式(7-7)还可以化为标准双曲线方程的形式

$$\frac{t^2}{\left(\frac{2h\cos\varphi}{v_1}\right)^2}-\frac{(x\mp 2h\sin\varphi)^2}{(2h\cos\varphi)^2}=1 \tag{7-8}$$

由式(7-8)可知，无论界面倾斜与否，反射波的时距曲线都是双曲线形状。当 φ 角为零时，时距曲线对称于 t 轴；当界面倾斜时，双曲线的极小点总是偏向界面的上倾方向，它的坐标为

$$\left.\begin{aligned} x_m &= \pm 2h\sin\varphi \\ t_m &= \frac{2h\cos\varphi}{v_1} \end{aligned}\right\} \tag{7-9}$$

而且随着 h 和 φ 的增大，极小点的横坐标 x_m 偏离震源 O 点越远。这时的时距曲线对称于通过极小点的纵轴。

如果激发点和接收点都在 O 点，称为自激自收。自激自收的反射波旅行时间用 t_0 表示，从图 7-2 可知，t_0 为反射波沿法线往返的旅行时间，所以也称 t_0 为回声反射时间或法线反射时间。从式(7-7)可得到当 $x=0$ 时，其自激自收时间为

$$t_0=\frac{2h}{v_1} \tag{7-10}$$

或

$$h=\frac{1}{2}v_1 \cdot t_0 \tag{7-11}$$

假设已知 t_0 及 v_1 值，就可由式(7-11)求取自地面 O 点到反射界面的法向深度 h。

二、水平界面的反射波时距曲线

对于式(7-7)、式(7-8)，如果令界面倾角 $\varphi=0$，则可得出水平界面的反射波时距曲线方程式

$$t=\frac{1}{v_1}\sqrt{x^2+4h^2} \tag{7-12}$$

或

$$\frac{t^2}{\left(\frac{2h}{v_1}\right)^2}-\frac{x^2}{(2h)^2}=1 \tag{7-13}$$

可见，水平界面反射波的时距曲线仍是一条双曲线(图 7-3)。

令式(7-13)的右端等于零，可以得到双曲线的渐近线公式，也就是式(7-1)。所以在二层均匀介质中，当界面水平时，直达波时距曲线是反射波时距曲线的渐近线(图 7-3)。在 $x=0$ 的接收点，反射波垂直入射地面，根据视速度定理，反射波在该点的视速度为无限大。随着炮检距 x 的增加，反射波射线与地面的入射角逐渐减小，沿测线的视速度 v^* 也逐渐减小；当 x 趋于无限大时，视速度 v^* 即等于 v_1。反射波时距曲线上任意点的斜率 $\mathrm{d}t/\mathrm{d}x$，恰是该点的反射波视速度的倒数，即 $v^*=\mathrm{d}x/\mathrm{d}t$，故双曲线上各点的斜率在 0 到 $1/v_1$ 之间变化。

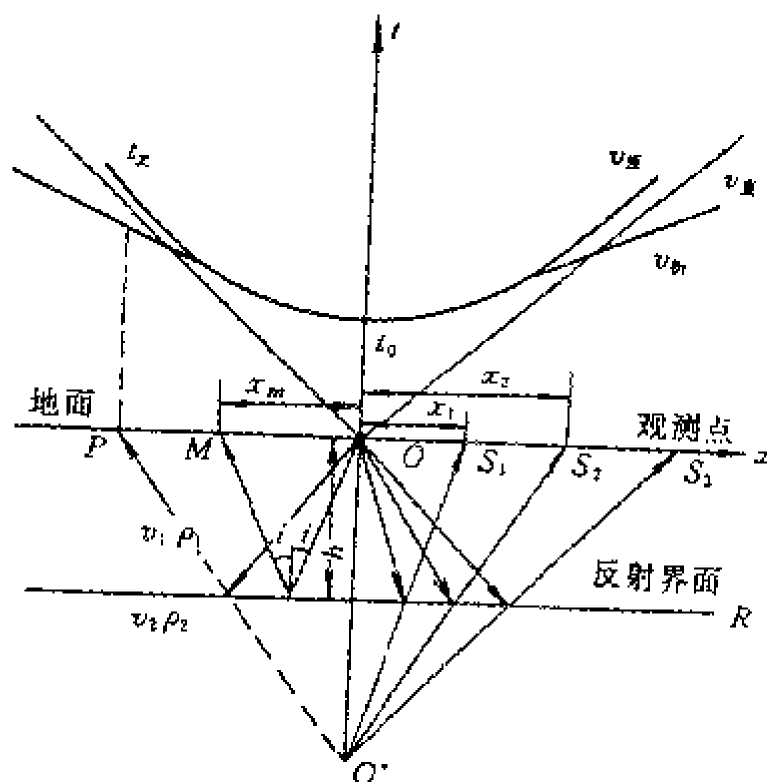


图 7-3 水平界面的反射波时距曲线

三、多层水平介质的反射波时距曲线

如图 7-4 所示，有一组水平层状介质 R_1、R_2、R_3、R_4 为反射界面，若在 O 点激发，S 点接收，地震波经过各个界面并在第 n 个界面反射而返回地面的反射波，其旅行时间 t 为通过各层介质的旅行时间之和。即

$$t=2\sum_{i=1}^{n}\frac{h_i}{v_i\cos\alpha_i} \tag{7-14}$$

根据斯奈尔定律

$$\frac{\sin\alpha_1}{v_1}=\frac{\sin\alpha_2}{v_2}=\cdots=\frac{\sin\alpha_n}{v_n}=p \tag{7-15}$$

有

$$\left.\begin{aligned}\sin\alpha_i&=pv_i\\ \cos\alpha_i&=\sqrt{1-p^2v_i^2}\end{aligned}\right\} \tag{7-16}$$

将式(7-16)代入式(7-14)，可得

$$t=2\sum_{i=1}^{n}\frac{h_i}{v_i\sqrt{1-p^2v_i^2}} \tag{7-17}$$

将式(7-17)用二项式展开，并令 $t_i=h_i/v_i$ 表示波在各分层中的单程垂直传播时间，得

$$t=2\sum_{i=1}^{n}t_i\left(1+\frac{1}{2}p^2v_i^2+\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{4}p^4v_i^4+\cdots\right) \tag{7-18}$$

当接收点位于震源附近时，α_i 角是较小的，因此 $\sin\alpha_i=pv_i$ 中的高次项可略去，则式(7-18)可近似表示为

$$t=2\sum_{i=1}^{n}t_i\left(1+\frac{1}{2}p^2v_i^2\right) \tag{7-19}$$

令反射波在激发 O 点的往返垂直反射时间为

$$t_0=2\sum_{i=1}^{n}t_i \tag{7-20}$$

图 7-4 水平多层介质的反射波时距曲线

则式(7-19)可写为

$$t=t_0+\sum_{i=1}^{n}t_ip^2v_i^2 \tag{7-21}$$

由图 7-4 可知，S 点的横坐标(炮检距)x 为

$$x=2\sum_{i=1}^{n}\Delta x_i=2\sum_{i=1}^{n}h_i\cdot\tan\alpha_i=2\sum_{i=1}^{n}\frac{h_ipv_i}{\sqrt{1-p^2v_i^2}} \tag{7-22}$$

式(7-21)和式(7-22)共同组成了水平多层介质的反射波时距曲线方程组。式中参数 p 是一个末知常量，若将上两式平方，略去 pv_i 的高次项，并消去参数 p，可得

$$t^2=t_0^2+\frac{x^2}{\overline{v}_n^2}\qquad 或\qquad \frac{t^2}{t_0^2}-\frac{x^2}{t_0^2\cdot\overline{v}_n^2}=1 \tag{7-23}$$

式中

$$\overline{v}_n=\left[\frac{\sum\limits_{i=1}^{n}t_iv_i^2}{\sum\limits_{i=1}^{n}t_i}\right]^{1/2} \tag{7-24}$$

称为均方根速度。

由式(7-23)可知，对于水平 n 层介质的反射波时距曲线方程，只要将第 n 层以上的各层介质的层速度用一个波速为均方根速度 $\overline{v}_n$ 的均匀介质来代替，则它和两层水平介质的时距曲线方程具有相同的形式，其时距曲线亦是对称于纵轴的双曲线。但在这种简化的推导过程中，由于略去了 pv_i 的高次项，所以当炮检距 x 和反射界面深度 h 的比值 $x/h<0.5$ 时，产生

的误差很小，但随着炮检距 x 的增大，误差将增大。

对于倾斜多层介质的反射波时距曲线方程式，仍可利用虚震源的方法近似求出，但其方程式较复杂，此时的时距曲线是一组不对称的双曲线。

四、断层的反射波时距曲线

设断层两侧的界面是水平的，震源 O 在断层的下降盘一侧（图 7-5）。现在讨论最简单的情况，作下降盘 R_1A 反射界面的虚震源 O_1^*，因界面在 A 点断开，所以下降盘的反射波只能在 S_1 点的左方接收到，又因界面是水平的，所以下降盘的反射波时距曲线呈双曲线形状，极小点位于 t 轴上，其 t_0 时间为 $2h_1/v_1$。

同理，可把上升盘 R_2B 当作另一个独立的反射界面，作虚震源 O_2^*，通过作图可以看出，上升盘界面的反射波时距曲线只有在 S_2 点以右的区段内才能出现。因而在 S_1、S_2 点之间出现了不存在反射波的"空白带"，且时距曲线的断点上有一时差 Δt，该时差的大小和断层的断距 Δh 有关，因此可以根据 Δt 和波速 v_1 来确定断距 Δh 的大小。

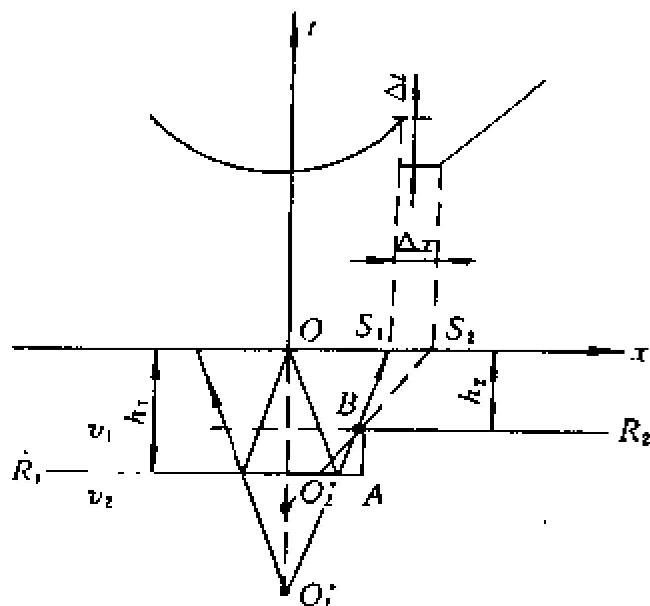


图 7-5 断层附近的反射波时距曲线

第三节 折射波的时距曲线

前已述及，当地下存在一个地震界面，且满足折射波产生的条件，即 $v_2>v_1$，当入射角等于临界角 i 时，透射波便以 v_2 速度沿界面滑行，从而在界面上形成了以临界角 i 出射的折射波。因此在地面的盲区以外，均可接收到来自 v_2 界面的折射波。下面首先讨论一般情况下普遍存在的倾斜界面的折射波时距曲线方程式，然后再讨论水平界面的情况下二层、三层介质的折射波时距曲线。

一、一个倾斜界面的折射波时波距曲线

如图 7-6 所示，O_1O_2 剖面垂直地层走向，倾斜界面 R 的倾角为 φ，且 $v_2>v_1$，激发点 O_1、O_2 所对应的界面法线深度分别为 h_1 和 h_2。若分别在 O_1 和 O_2 点激发，可以得到两条时距曲线，即下倾方向接收的 $S_{下}$ 和上倾方向接收的 $S_{上}$ 两条相遇时距曲线。

对于下倾方向接收的折射波传播路径 O_1ABO_2 的旅行时间 t，从图上的几何关系可看出

$$t_{下}=\frac{O_1A}{v_1}+\frac{AB}{v_2}+\frac{BO_2}{v_1} \tag{7-25}$$

由于

$$O_1A=\frac{h_1}{\cos i},\qquad BO_2=\frac{h_2}{\cos i}$$

$$AB=x\cdot\cos\varphi-(h_1+h_2)\tan i$$

$$h_2=h_1+x\cdot\sin\varphi$$

且已知 $v_2=v_1/\sin i$，将这些关系代入式(7-25)，经整理化简后可得下列时距曲线方程式

$$t_{下}=\frac{x\sin(i+\varphi)}{v_1}+\frac{2h_1\cos i}{v_1} \tag{7-26}$$

同理，若在 O_2 激发，可得上倾方向接收的时距曲线方程式

$$t_{上}=\frac{x\sin(i-\varphi)}{v_1}+\frac{2h_2\cos i}{v_1} \tag{7-27}$$

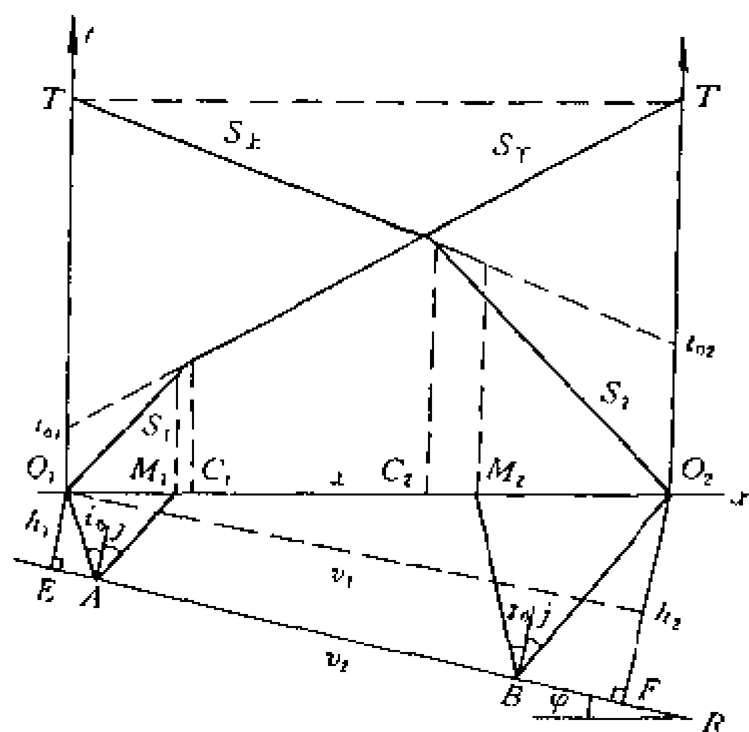


图 7-6 倾斜界面折射波时距曲线

若令

$$t_{01}=\frac{2h_1\cos i}{v_1},\qquad t_{02}=\frac{2h_2\cos i}{v_1}$$

对于 $t=f(x)$ 时距方程，式(7-26)和式(7-27)是直线方程中的斜截式，即

$$\left.\begin{aligned}t_下&=\left[\frac{\sin(i+\varphi)}{v_1}\right]x+t_{01}\\t_上&=\left[\frac{\sin(i-\varphi)}{v_1}\right]x+t_{02}\end{aligned}\right\}\tag{7-28}$$

式中，t_{01}、t_{02}分别为时距曲线 $S_下$ 和 $S_上$ 的延长线在 t 轴上的截距，亦称交叉时间 t_{01}、t_{02}，而该两条时距曲线斜率的倒数 $\Delta x/\Delta t$，则分别是下倾方向接收和上倾方向接收的折射波的视速度 $v_下{}^*$ 和 $v_上{}^*$，即

$$\left.\begin{aligned}v_下{}^*&=\frac{v_1}{\sin(i+\varphi)}\\v_上{}^*&=\frac{v_1}{\sin(i-\varphi)}\end{aligned}\right\}\tag{7-29}$$

可见，在倾斜界面情况下，折射波的相遇时距曲线是两条因斜率不同而不对称的直线。在下倾方向，折射波的视速度小，时距曲线陡；而在上倾方向，折射波的视速度大，时距曲线平缓(图 7-6)。

从图中还可看出，在上倾 O_1 点激发、在下倾 O_1O_2 段接收，在下倾 O_2 点激发、在上倾 O_2O_1 段接收，它们所经过的最长的射线路径 O_1ABO_2 完全一样，因此这两条时距曲线具有相等的互换时间 T。

此外，需要说明，在倾斜界面情况下并不是在任何条件下都能在地面接收到折射波。当 $i_P-\varphi>90°$时，如图 7-7 所示。若在地层的下倾方向观测，是无法接收到折射波，因为此时折射波的射线不能到达地面。若在地层上倾方向接收，因为入射角总是小于临界角 i，所以也不能接收到折射波。因此在大倾角地区进行折射波法观测时，可以把测线斜交地层倾向布置，使视倾角变小，以满足 $i_P+\varphi<90°$的条件。

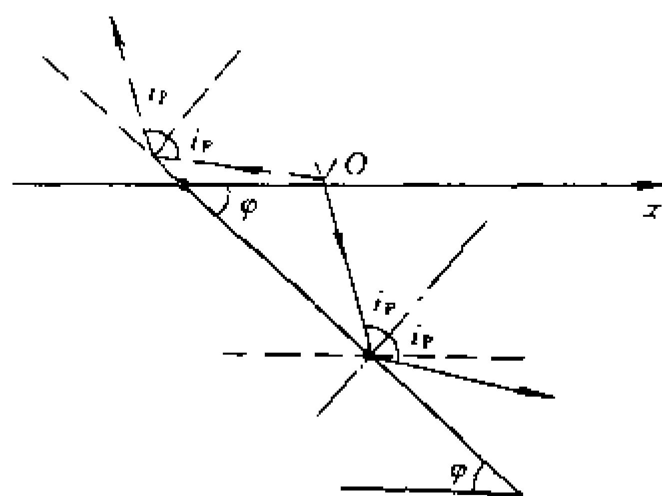


图 7-7 界面倾角过大，未观测到折射波

二、水平折射层的情况

1. 一个水平界面的折射波时距曲线

对于前面讨论的式(7-26)和式(7-27)，现令 $\varphi=0$，则可得到一个水平界面的折射波时距曲线方程式

$$t=\frac{\sin i}{v_1}x+\frac{2h\cos i}{v_1}\tag{7-30}$$

式中 h——水平折射界面的深度。

根据式(6-47)，式(7-30)还可改写为

$$t=\frac{1}{v_2}x+\frac{2h\cos i}{v_1}=\frac{1}{v_2}x+\frac{2h\sqrt{1-(\frac{v_1}{v_2})^2}}{v_1} \tag{7-31}$$

显然，式(7-31)中的 t 与 x 也是线性关系，即水平界面折射波的时距曲线是对称于 t 轴的两条直线，其斜率为 $1/v_2$，而交叉时间 t_{01} 仍是时距曲线延长线在 t 轴上的截距 $2h\cos i/v_1$（图 7-8）。水平界面折射波时距曲线的斜率为 $1/v_2$，亦可从视速度的角度来解释。从图 7-8 中可以看出，当界面水平时，折射波的射线都以 i 角出射界面，并以同样的 i 角人射地面。根据式(6-49)和视速度定理可导出

$$v^*=\frac{v_1}{\sin i}=v_2 \tag{7-32}$$

这说明，只要折射层的 v_2 及上覆介质的 v_1 是常量，折射波必定有恒定的视速度，或者说时距曲线具有固定的斜率 $1/v_2$。而且折射层的波速 v_2 越高，视速度 v^* 就越高，时距曲线的斜率就越小，时距曲线就显的越平缓；反之，v^* 就越低，时距曲线就越陡。此外，从式(7-31)还可看出，时距曲线的截距

$$\frac{2h\cos i}{v_1}=t_{01}$$

则有

$$h=\frac{t_{01}}{2}\cdot\frac{v_1}{\cos i}=\frac{t_{01}}{2}\cdot\frac{v_1}{\sqrt{1-(\frac{v_1}{v_2})^2}} \tag{7-33}$$

式(7-33)中的 v_1、v_2 可由时距曲线的斜率求出，截距 t_{01} 亦可由折射波时距曲线延长线与时间轴交点的纵坐标读出。所以，利用式(7-33)可求出水平折射界面的埋藏深度 h。这在折射波资料的反演解释中有一定的应用价值。

下面进一步讨论折射波与直达波、反射波的时距关系。如图 7-8 所示，来自同一界面 R 的反射波时距曲线用双曲线 CDE 表示，折射波时距曲线用直线 DS 表示，而直达波时距曲线用直线 OF 表示。显然，双曲线 CDE 与直线 OF 表示了反射波时距曲线与直达波时距曲线的渐近线关系。现在先讨论折射波与反射波时距曲线的关系。当地震波以临界角 i 入射时，OMS_2 既是反射波的路径也是折射波的起始路径，所以在 $x=x'$ 处，反射波和折射波经同一路径同时到达地面 S_2 点，其旅行时间都等于折射波时距曲线始点 D 的时间 t'。显然 OS_2 是折射波的盲区，而反射波时距曲线在 $x=x'$ 处的斜率，可对式(7-12)进行微分求得

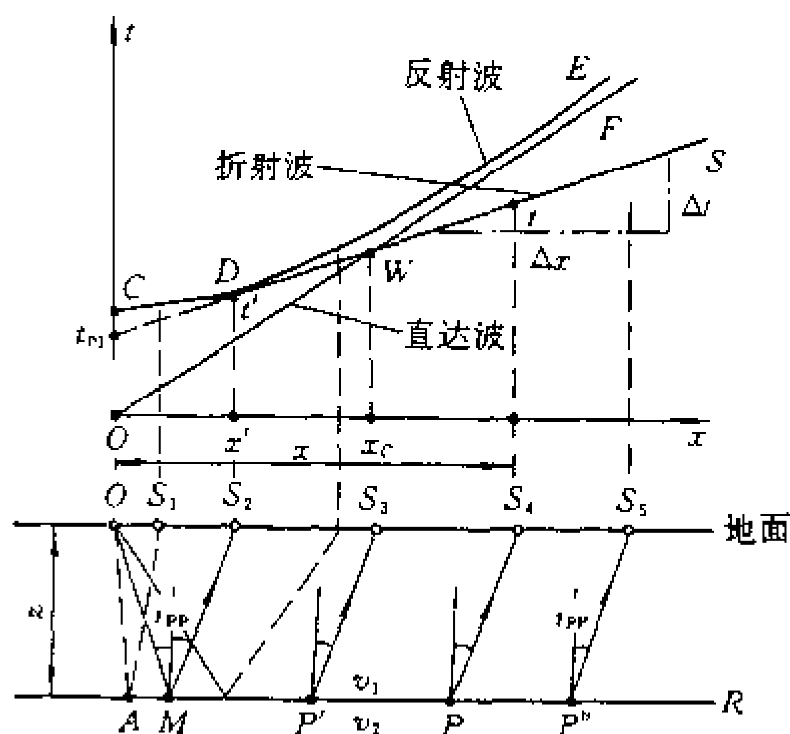


图 7-8 一个水平层时折射波的时距曲线及其与反射波、直达波时距曲线的关系

$$\left[\frac{dt}{dx}\right]_{x=x'}=\left[\frac{x}{v_1^2t'}\right]_{x=x'}=\frac{1}{v_1}\left[\frac{OS_2}{OM+MS_2}\right]=\frac{1}{v_1}\left[\frac{\frac{1}{2}OS_2}{OM}\right]=\frac{1}{v_1}\sin i=\frac{1}{v_2}$$

可见，同一层的反射波时距曲线和折射波时距曲线在 D 点相切。D 点又是折射波时距曲线的始点，因此在 D 点以外，折射波总是比反射波先到达地面同一检波器。

现在再讨论折射波时距曲线与直达波时距曲线的关系。根据式(7-1)和式(7-30)可以证明折射波与直达波时距曲线的相交关系，并可求出它们的交点 W 的横坐标 x_c

$$x_c=\frac{2h\cos i}{1-\sin i}=2h\sqrt{\frac{v_2+v_1}{v_2-v_1}} \tag{7-34}$$

而

$$h=\frac{x_c}{2}\sqrt{\frac{v_2-v_1}{v_2+v_1}} \tag{7-35}$$

式(7-35)同式(7-33)一样，在以后的资料解释中，若已知直达波与折射波时距曲线的交点横坐标 x_c 及波速 v_1、v_2 时，可以用来求取水平折射界面的埋藏深度。

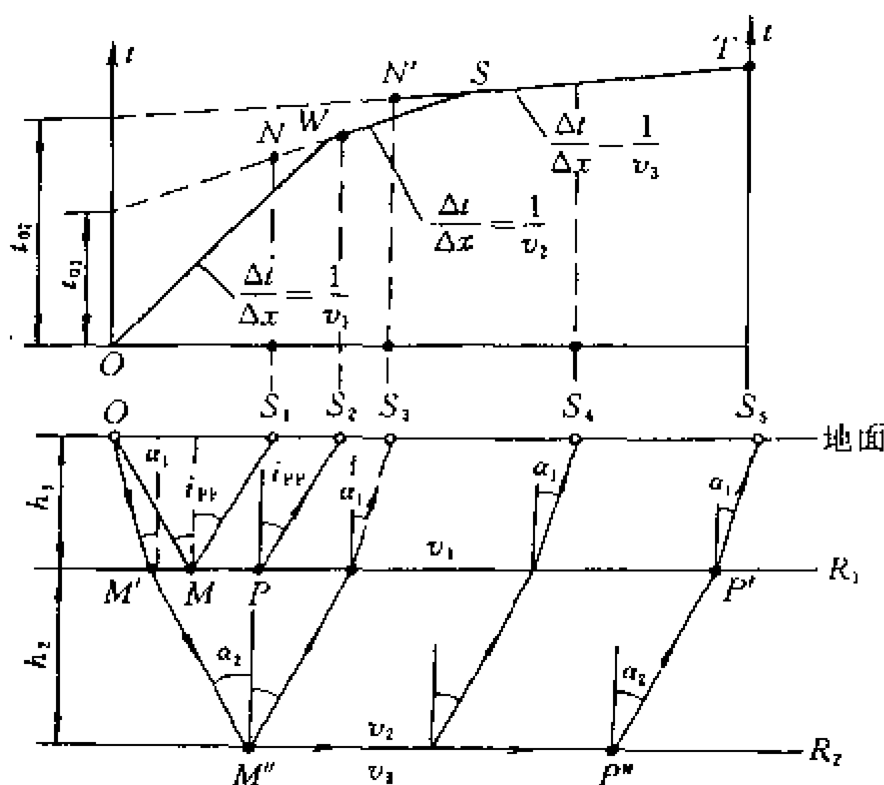


图 7-9 水平多层介质的折射波时距曲线

由于折射波时距曲线的斜率 $1/v_2$ 小于直达波时距曲线的斜率 $1/v_1$，所以在 O 到 x_c(时距曲线上的 W 点)的范围内，直达波最先到达观测点，其次是折射波，最后是反射波。直达波在地震记录上为初至波，而在 $x_c(x>x_c)$ 以外的区域必然是折射波最先到达地面，成为地震记录上的初至波，而直达波随后到达，反射波永远最后到达。此时，称 x_c 为折射波的临界距离；x_c 以外的区域叫折射波的初至区。

2. 多个水平界面的折射波时距曲线

现以三个速度层为例，讨论多层界面的折射波时距曲线。如图 7-9 所示，其中 $v_3>v_2>v_1$，根据折射波的形成条件可知，对于折射界面 R_2 和地面观测点 S_5，波由震源 O 出发的折射路径为 $OM'M''P''P'S_5$。考虑到图 7-9 中各段折射路径与折射层的厚度 h_1、h_2 以及与入射角 α_1、α_2 的几何关系，并根据斯奈尔定律有

$$\frac{\sin\alpha_1}{v_1}=\frac{\sin\alpha_2}{v_2}=\frac{1}{v_3}$$

因此，R_2 界面所形成的折射波传播时间 t 可写为

$$\begin{aligned}t&=\frac{OM'+P'S_5}{v_1}+\frac{M'M''+P''P'}{v_2}+\frac{M''P'}{v_3}\\&=\frac{2h_1}{v_1\cos\alpha_1}+\frac{2h_2}{v_2\cos\alpha_2}+\frac{x-2h_1\tan\alpha_1-2h_2\tan\alpha_2}{v_3}\\&=\frac{x}{v_3}+\frac{2h_2\cos\alpha_2}{v_2}+\frac{2h_1\cos\alpha_1}{v_1}=\frac{x}{v_3}+t_{02}\end{aligned} \tag{7-36}$$

式中
$$t_{02}=\frac{2h_2\cos\alpha_2}{v_2}+\frac{2h_1\cos\alpha_1}{v_1}$$

根据上面的推导，还可利用斯奈尔定律把式(7-36)推广到 n 层介质中去。假设存在以下两个条件：

$$v_n>v_{n-1}>\cdots>v_2>v_1$$

$$\frac{\sin\alpha_1}{v_1}=\frac{\sin\alpha_2}{v_2}=\cdots=\frac{\sin\alpha_{n-1}}{v_{n-1}}=\frac{1}{v_n}$$

则第 n 层折射界面的时距方程为

$$t=\frac{x}{v_n}+\sum_{K=1}^{n-1}\frac{2h_K\cos\alpha_K}{v_K} \tag{7-37}$$

令
$$t_{0,n-1}=\sum_{K=1}^{n-1}\frac{2h_K\cos\alpha_K}{v_K}$$

则
$$t=\frac{x}{v_n}+t_{0,n-1} \tag{7-38}$$

可见，在多层水平介质情况下，折射波时距曲线仍是一些直线，这些直线的斜率分别是各折射层波速的倒数 $v_K(K=1,2,\cdots,n)$，其截距是

$$\sum_{K=1}^{n-1}\frac{2h_K\cos\alpha_K}{v_K}$$

由于各层的速度 v_K 不同，因此各层折射波时距曲线的斜率也不同，故多层水平介质折射波时距曲线必然是一簇相互交叉的直线。

三、弯曲界面的折射波时距曲线

对于弯曲的折射界面，由于地层倾角 φ 的变化，导致折射波在地面上的出射角也发生变化(图 7-10)。根据视速度定理，显然在折射波的时距曲线上各点的视速度也发生变化，即曲线斜率发生变化。因此时距曲线为弯曲形状，且与界面的弯曲呈镜像对称关系。如对于凹界面，它的时距曲线是向下弯曲的；凸界面则相反，其时距曲线呈向上弯曲的形状。

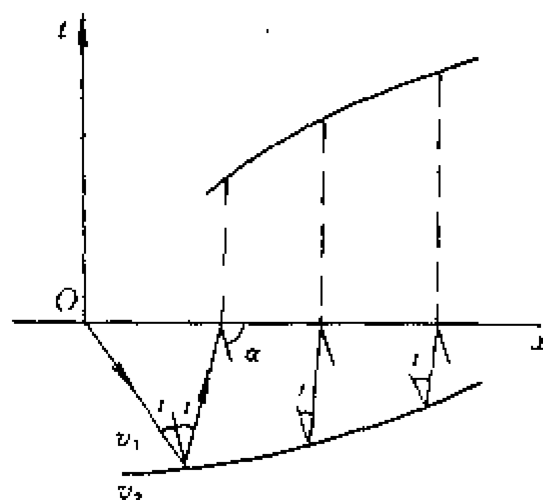


图 7-10　弯曲界面的折射波时距曲线

第四节　特殊波的时距曲线

在地震勘探中特殊波主要是指：因断层面两侧岩性不同而产生的断(层)面反射波；断层棱角、地层尖灭点、不整合面的突变点形成的绕射波；向斜部位的回转波；强反射界面之间的多次反射波等。本节仅讨论常见的多次反射波和断层棱角绕射形成的绕射波。

一、全程多次反射波的时距曲线

在地震剖面中，若存在多个强反射界面时，可以产生各种类型的多次反射波(图 7-11)。其中，短程多次波是紧跟在一次反射波之后到达的多次反射。它往往与一次波相互干涉或成为一次波的延续，而使一次反射波的波形发生变化。长程多次反射波的传播路径比一次波长的多，在地震记录中，它们都是以独立的波组出现在一次波之后，其运动学特征简单，也较容易识别。现以全程二次反射为例，讨论倾斜界面情况下多次波的时距关系。如图 7-12 所示，设反射界面 R 的倾角为 φ，炮点 O 处的法线深度为 h，反射界面 R 在地面测线上的交点为

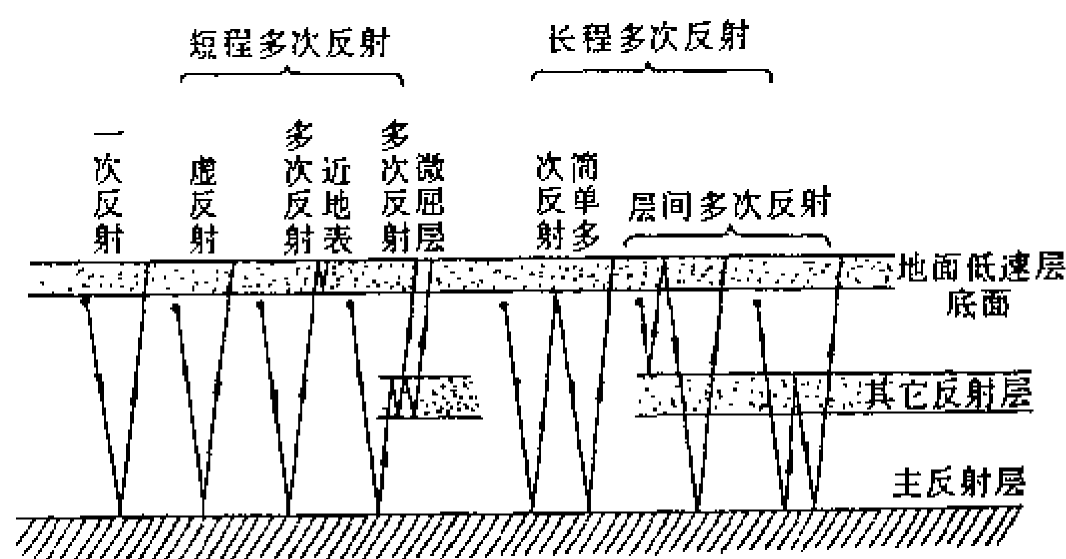


图 7-11 多次反射波的类型

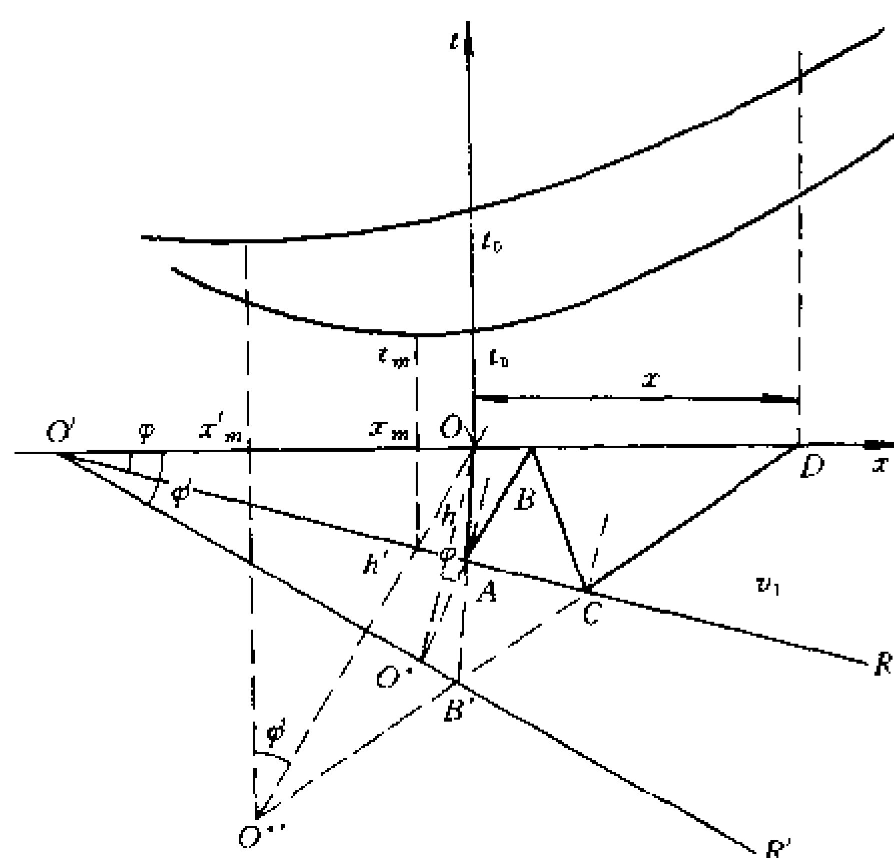


图 7-12 界面倾斜时全程二次反射的时距曲线

O'。从炮点 O 出发的地震波经二次全程反射，按路径 $OABCD$ 到达炮检距为 x 的接收点 D。

将路径 AB、BC 以界面 R 为对称平面向下翻转 180°，得到与 B 点对称的 B'点。则 ΔABC 与 $\Delta AB'C$ 相等，OAB' 与 DCB' 为两条直线。若将 $O'B'$ 所示的 R' 界面作为二次全程反射波的等效界面，则二次全程反射波的旅行时间 t' 等于用 v_1 速度沿 $OAB'CD$ 路径传播的时间。这就相当于在等效界面 R' 所产生的(一次)反射波的旅行时间。根据前面关于对称的假设，等效界面 R' 的倾角 φ' 应等于 2 倍 φ 角。若设 O^*，$O^{*'}$ 分别为一次反射和二次反射的虚震源，则有 $OO^*=2h$；$OO^{*'}=2h'$。由此可推出

$$OO'=\frac{h}{\sin\varphi}=\frac{h'}{\sin\varphi'}=\frac{h'}{\sin2\varphi}$$

则

$$h'=h\,\frac{\sin2\varphi}{\sin\varphi}$$

将 h'，φ 代入式(7-7)可得

$$t'=\frac{1}{v_1}\sqrt{x^2+4h'^2\mp 4h'x\sin\varphi}$$

$$=\frac{1}{v_1}\sqrt{x^2+4h^2\frac{\sin^2 2\varphi}{\sin^2\varphi}\mp 4hx\frac{\sin^2 2\varphi}{\sin\varphi}} \tag{7-39}$$

图 7-12 横轴以上部分，是一次反射波与全程二次反射波的时距曲线。

全程二次反射的垂直反射时间为

$$t'_0=\frac{2h'}{v_1}=\frac{2h}{v_1}\cdot\frac{\sin 2\varphi}{\sin\varphi}=2t_0\cos\varphi \tag{7-40}$$

式中 t_0——一次反射波的垂直反射时间。

当 φ 角较小时，$\cos\varphi\approx 1$，所以 $t_0'=2t_0$。这就是二次全程反射的 t_0 标志，而 $\varphi'=2\varphi$ 则称为倾角标志。利用这两个标志可在地震记录上去识别一次反射与二次反射。

利用上述的方法步骤，亦可推出 n 次全程反射波的时距曲线方程式及 t_0 和倾角标志

$$\left.\begin{aligned}&t^{(n)}=\frac{1}{v}\sqrt{x+4h^2\frac{\sin(n\varphi)}{\sin^2\varphi}\mp 4hx\frac{\sin^2(n\varphi)}{\sin\varphi}}\\&t_0^{(n)}=t_0\frac{\sin(n\varphi)}{\sin\varphi};\qquad \varphi(n)=n\varphi\end{aligned}\right\} \tag{7-41}$$

二、绕射波的时距曲线

在地质剖面中，断层的棱角即反射界面的断点、地层尖灭点、不整合面上的棱角点等，都可能产生绕射波。下面以一个断棱的反射为例，推出绕射波的时距曲线方程式。

如图 7-13 所示，断棱绕射源 D 的埋深为 h，在地面的投影为 O_3。炮点 O_1 到 O_3 的距离为 L，到任意检波点 S 的距离为 x，则在 O_1 点激发，D 点产生的绕射波旅行时间 t_R 的时距方程为

$$t_R=\frac{1}{v_1}(O_1D+DS)$$

$$=\frac{1}{v_1}\left[\sqrt{L^2+h^2}+\sqrt{(x-L)^2+h^2}\right] \tag{7-42}$$

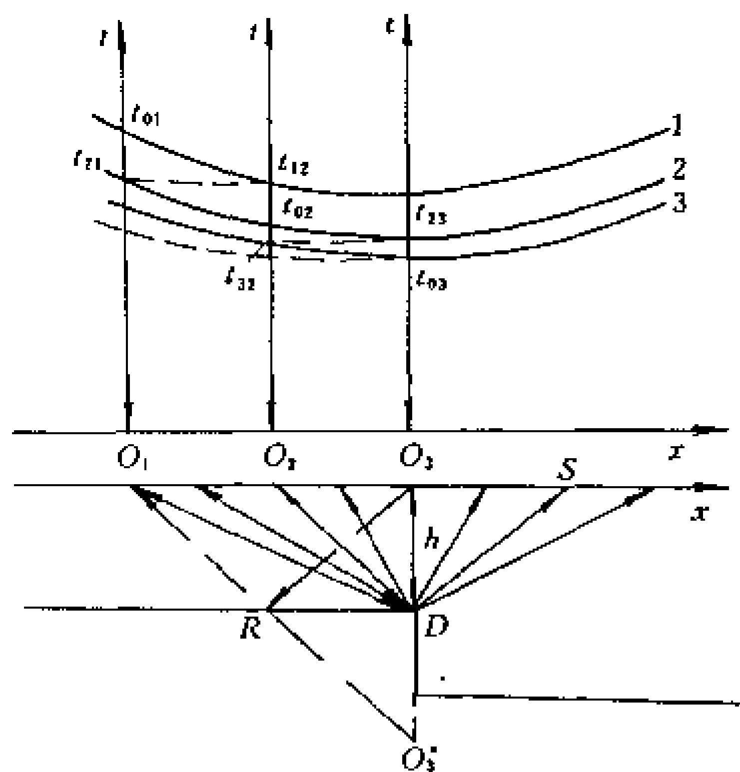


图 7-13 绕射波的时距曲线

式(7-42)中的 O_1D 为炮点到绕射点的距离，若炮点位置固定，则它就是一个常数；DS 是绕射点到检波点的距离，它是随炮检距 x 变化的量。当检波点位于绕射源的正上方，即 $x=L$ 时，则 DS 的值最小，并且 $DS=h$。所以绕射波时距曲线是极小点位于绕射源正上方的双曲线。当炮点位置改变时，式(7-42)中第一个根式的值变化，绕射波时距曲线沿纵轴上、下移动。如图 7-13 上半部的三条曲线 1、2 和 3，分别是炮点在 O_1、O_2 和 O_3 处的绕射波时距曲线。t_{01}、t_{02}、t_{03} 分别表示从炮点 O_1、O_2、O_3 出发到绕射源后又返回炮点处的绕射波旅行时间。路径为 O_1DO_2 和 O_2DO_1 的绕射波旅行时间相等，在 1，2 两条时距曲线上表现为互换关系，并有

$$t_{12}=t_{21}=\frac{1}{2}(t_{01}+t_{02}) \tag{7-43}$$

对位于绕射源正上方的 O_3 点，图中还给出半支反射波时距曲线（自 t_{03} 起向左，用虚线表示）。由于虚震源的深度为 $2h$，对于相同的炮检距 x，反射波比绕射波的传播路径短，出射角小，故反射波的视速度大，时距曲线的斜率缓，而绕射波的视速度小，所以时距曲线的弯曲程度要比反射波大。

综上所述，在一般情况下，直达波和折射波的时距曲线都是直线，其斜率的倒数即为沿测线观测的视速度，其数值的大小与盖层和折射层（v_1、v_2）的层速度有关。干扰波中的声波、面波的时距曲线与直达波时距曲线的特征相同，但视速度较低。

反射波的时距曲线是双曲线，时距曲线随着反射界面埋深 h 的增大或随速度的减小，其 t_0 时间变大，双曲线的弯曲程度变小。对于倾斜界面，时距曲线的极小点则总是向上倾方向偏移。

多次波、绕射波的时距曲线也都是双曲线，这些波的运动学特征与反射波类似。

对于浅层反射波法，由于反射界面埋深浅，反射波的 t_0 时间小，压制或避开声波、面波的低速干扰是野外施工的主要难点。

在解决水文或工程地质问题时，对于勘探深度在几十米以内的浅层地震勘探中，折射波法得到了广泛应用。这是因为折射波虽存在着盲区，但在临界距离以外的初至区，折射波最先到达地面观测点。地震记录的信噪比高，有利于波的对比和解释。

第八章 浅层折射波法

无论在铁路交通、水库坝基、大型建筑工程的选线、选址等工程地质调查中，还是在水文地质勘探中，查明第三系、第四系盖层厚度、潜水面或基岩埋深，以及进行盖层下的地质填图或控制构造形态等方面，浅层折射波法有着广泛的用途。该方法工作成果的好坏，除与客观的地质及地球物理条件有关之外，选择适当的野外工作方法和地质资料解释方法也是十分重要的。一般地震勘探的野外工作大体可分为以下三个阶段：

1. 收集资料、现场踏勘

工作前，必须收集工作区有关的地质及物探资料，进行现场踏勘和地面调查。初步了解工区的地形地貌、地震地质条件、地层及地质构造等情况，以便估计和确定进行地震勘探的可能性和可能取得的地质效果等。

2. 试验工作

野外地震勘探施工的首要任务是如何压制各种干扰波，突出有效波，取得高信噪比的合格地震原始记录。为此，必须根据工区的具体条件(如激发接收条件、观测系统设计、道间距、排列长度、仪器因素等)，通过试验工作，选择最佳工作方法和技术。此外，通过试验工作还可以初步了解测区有效波的动力学特征以及目的层的物性和速度特征等，以指导后续的野外施工。

3. 完成勘探任务

根据地质任务和实地情况，确定测区范围，正确布置测线或测网。在试验工作的基础上，按照既定的工作方法取得资料和进行解释。若在施工过程中又遇到新的问题，尚可再次安排试验工作，解决疑难问题，最终提交地震勘探报告。

第一节 折射波法的野外工作方法

一、测线布置

地震测线是指为了在地表布置观测点而设置的线段。测线布置是地震勘探施工设计中的首要事项。设计测线既要完成地质任务，又要考虑工区的地表条件和地质条件。为了真实反映地下岩层的赋存情况和构造形态，对测线的布置一般有两点基本要求：第一，测线应垂直地层或构造线的走向布置，且要有一定的密度分布；第二，测线应该是直线。

如果地质任务是调查整个工区内基岩的起伏，则需按一定的线距布置测网(即由垂直地层走向的主测线和平行走向的联络测线构成的测网)。这时就必须从整体上根据具体的地形特征和地质条件来安排测线的位置，尽可能使所有测线为直线。但对于隧道、路基等类的测线，一般布置在条带状的狭长地区，有时较难避开不利地形。当地形起伏不大时，可以近似的看成是一条直线；若地形起伏较大，则必须在起伏的顶部及底部设置激发点，以便保持测线分段观测的直线性。

调查滑坡和边坡的测线，通常以主滑动方向为中心布置成互相垂直的网格状。其中使一组测线的方向与地层走向平行，这样对资料处理和解释推断有利。如图 8-1 所示，在沿倾向

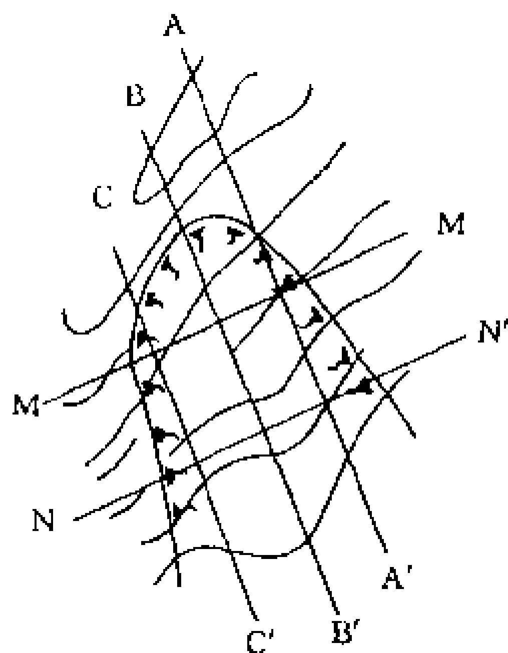


图 8-1　勘查滑坡

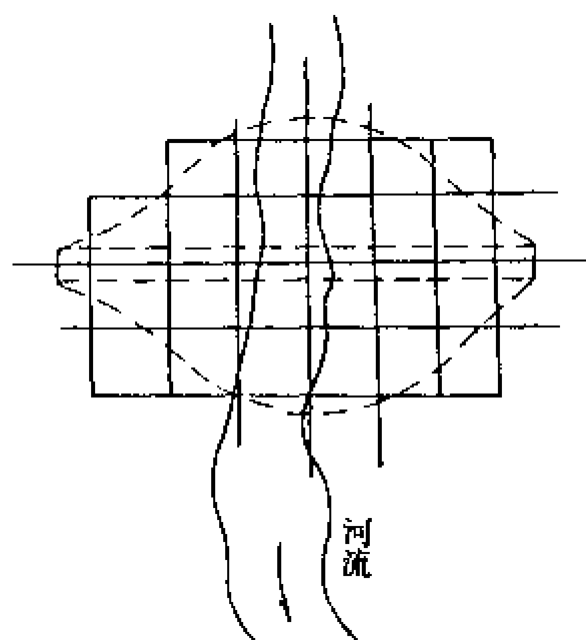


图 8-2　勘查重力坝坝址

的测线中，最少应有一条测线延长到包括冠头的原地形上部，整个测线的布置应覆盖到滑坡体周围地区，以便对比解释。

水库重力坝坝址的地震勘查，通常以坝的轴线为中心，在坝体的范围内，以 20～50m 的间隔布置网格状测线。测线的一组与水坝平行，另一组与河流流向平行，从河床底部分布到预定满水位附近的两岸山坡。对于拱坝，因为需要详细勘查两翼的地质情况，这时多在拱坝两翼部分加密测线。图 8-2 是水库坝址浅层地震折射波法的测线布置图。

建筑物基础的地震勘查与水坝、滑坡的测线布置相似，通常围绕基础中心布置网格状测线。

使用折射波法追索断层破碎带时，应使测线与推断的断层走向垂直相交。若测线与断层斜交，则容易推断得出破碎带的宽度比实际要宽。

二、测线长度与探测深度的关系

从折射波法资料解释的需要考虑，以二层介质为例，折射波法的测线长度必须满足观测追踪第二层的初至折射波，可靠求取 v_1、v_2 波速和观测折射波相遇时距曲线的要求。从上一章关于折射波时距曲线的知识可知，只有在临界距离以外才能观测到初至折射波。式(7-34)表达了临界距离 x_c 与折射界面埋深 h、波速 v_1 及 v_2 的数学关系。这样，可设测线的长度为 X，则 X 的最小长度为

$$X = 2x_c + x = 4h\sqrt{\frac{v_2 + v_1}{v_2 - v_1}} + x \qquad (8\text{-}1)$$

式中　x_c ——临界距离；

h ——水平折射界面埋深；

v_1、v_2——波速；

x ——初至区内观测段的长度。

为了利用该观测段折射波时距曲线可靠求取 v_2 速度，x 的最小距离一般应取 6～12 个观测点间距的长度。

上面叙述的虽是水平二层介质的情况，但对于三层或四层以上的介质，可以从最下层

起，求取上部地层的平均速度或有效速度作为上部地层的速度，从而将多层介质变为二层介质，同样可以求出测线长度与探测深度的关系。

三、道间距及激发点的选择

1. 道间距的选择

道间距是指测线上两相邻检波器（观测点）之间的距离，一般用 Δx 表示，如图 8-3a 所示。若设地震仪的道数为 n，则每次激发接收时从第一道到最后一道的距离称排列长度，一般用 L 表示。显然排列长度与道间距之间有 $L=(n-1)\Delta x$ 的关系，而且道间距越大、排列越长，工作效率也就越高。但道间距 Δx 不能过大，这是因为过大的 Δx 必然造成有效波到达相邻两个检波器的时差 Δt 大于波的 1/2 周期，此时在多道地震记录上将造成同一波相位（同相轴）对比的困难。根据视速度的定义 $v^*=\Delta x/\Delta t$，若 $\Delta t\leqslant T/2$，则 $\Delta x\leqslant v^*T/2$，此时才能保证各道间波形相位关系清楚，同相轴明显。

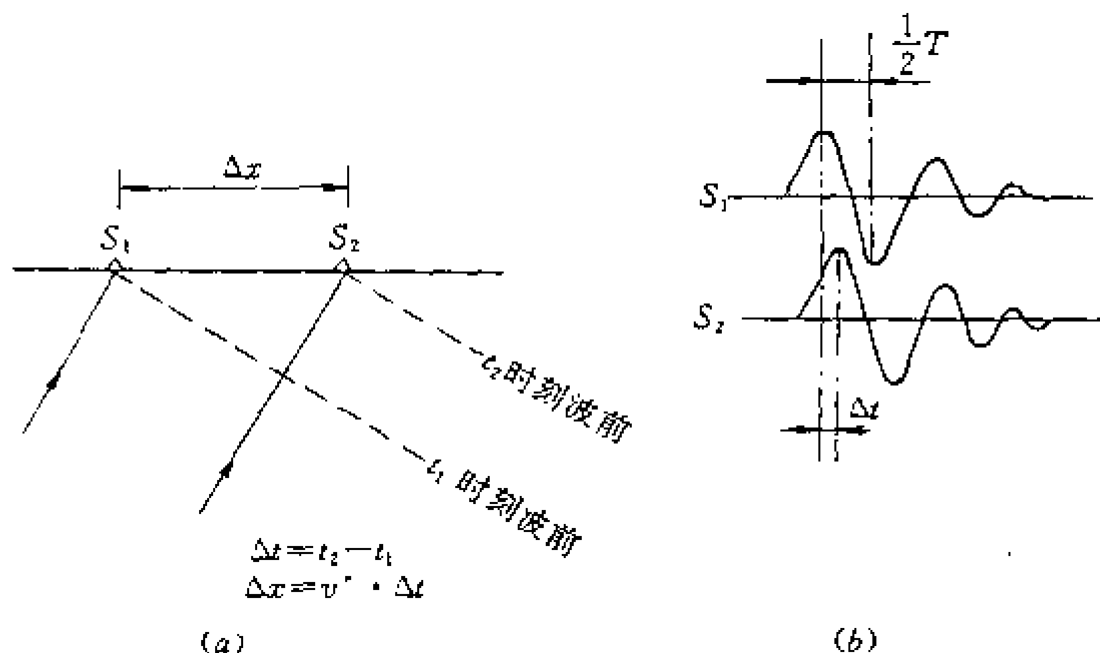


图 8-3 道间距的选择

a—道间距 Δx 与时差 Δt 的关系；b—$\Delta x\leqslant v^*\cdot T/2$ 的地震波形记录

此外，道间距的选择还要考虑折射界面的起伏、埋深和构造的复杂情况，一般在勘探浅层折射界面或界面的构造形态比较复杂时，道间距相应可取小点。在浅层折射法中，一般采用 1m，2m，5m，10m 等道间距为多。

2. 激发点间距的选择

为了可靠的获得和追踪折射波的相遇时距曲线，在测线两端的激发点（简称炮点）之间的间距以及炮点与接收排列之间的相对位置（在测线上炮点偏移排列的距离）应恰当设置。选择最小炮间距的原则仍是前已述及的式(8-1)，即在测线上两个相邻炮点之间所获得的直达波和折射波的相遇时距曲线必须辨认和求取第一层、第二层的速度值 v_1、v_2 以及第二层顶界面的埋深 h_1。如图 8-4 所示，若设道间距 $\Delta x=a$，炮点 A、B 与排列上最近的观测点的距离为 $a/2$，而且在最近的观测点上已可靠地得到了直达波。此时反映折射界面的相遇时距曲线也

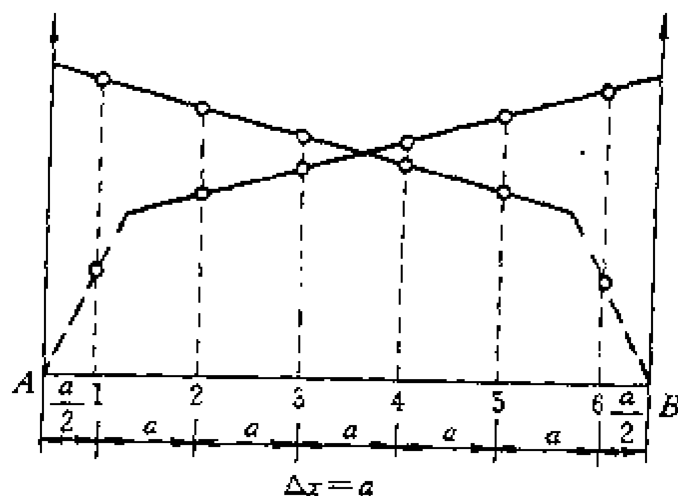


图 8-4 激发点间距与道间距 Δx 的关系

仅有 4 个观测点来控制，这样最小炮间距为 $6a$ 也是必要的。

当以最小炮间距在初至区追踪了第二层的折射波之后，假若尚要追踪埋深更大的第三折射层的初至折射波及其速度值 v_3，就必须扩大 A、B 的间距，甚至在必要时还需在远离测线两端（A、B）的延长线上选择适当位置设置远距离炮点，或设计双重相遇观测系统。

四、折射波法的观测系统

为了连续追踪同一界面的折射波，获得连续可辨的有效波地震记录，激发点和接收点之间应保持一定的相对位置关系。这种相对位置的关系称为观测系统。通常使用的观测系统，激发点和接收点多在一条直线上，这样的测线叫纵测线。但有时为了解决一些特殊地质问题（如断层、古河床等），也可使用激发点与接收排列不在一条直线上的非纵测线观测系统。

使用纵测线观测时，根据不同的情况，可采用单支时距曲线观测系统、相遇时距曲线观测系统、双重相遇时距曲线观测系统和追逐时距曲线观测系统。

1. 单支时距曲线观测系统

这种观测系统一般用于地质情况简单、折射界面规则且近似水平的情况。如图 8-5 所示，它是在测线某一端的 O 点激发，在 OS 段接收所得到的单支时距曲线。这种观测系统虽野外施工简单、效率高，但是遇到界面起伏较大或构造复杂时，则误差大，不宜使用。

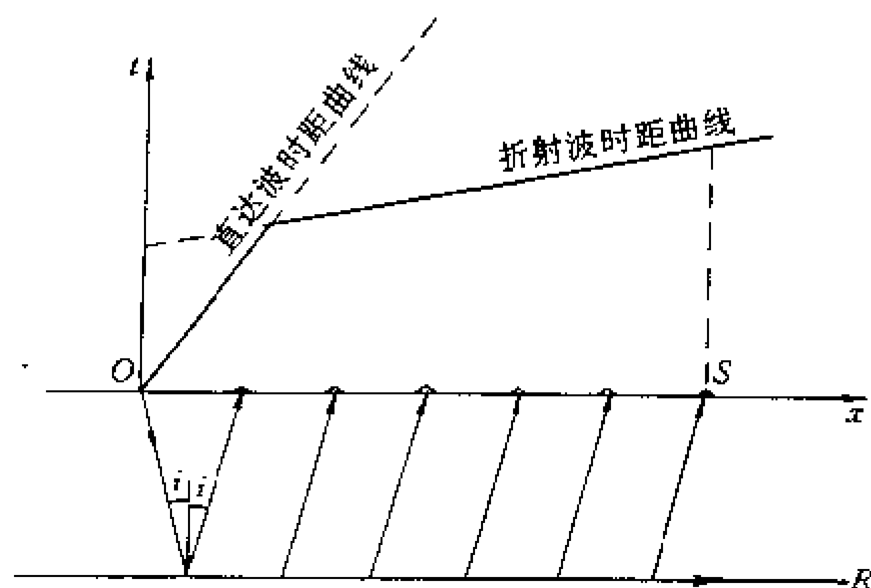


图 8-5 单支时距曲线观测系统

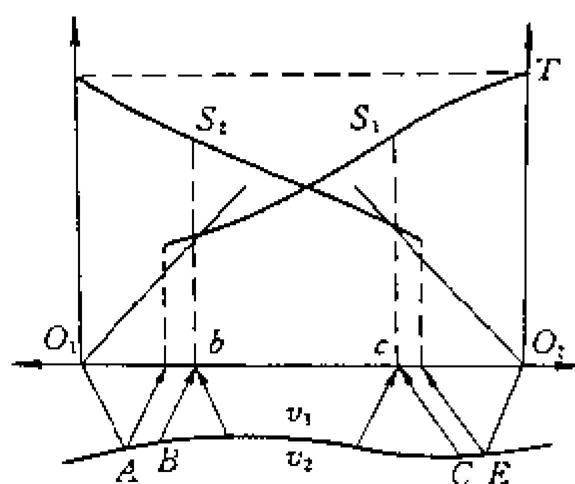


图 8-6 相遇时距曲线观测系统

2. 相遇时距曲线观测系统

当折射界面起伏较明显或不甚规则时，为了提高解释精度，则需要在接收排列两端激发，从而获得两支相遇的时距曲线（图 8-6），图中 O_1、O_2 是互换点，接收排列的 bc 段是 S_1、S_2 两支时距曲线被重复观测的部分。有了这样的相遇时距曲线，才能可靠连续地追踪所探测的折射界面。但并不是所有在两端激发、互换接收的时距曲线都能进行解释，如果所使用的观测系统在界面上没有重复观测的部分就不能保证折射界面的连续追踪。这时可以用追逐时距曲线观测系统或其他方法来弥补。

3. 追逐时距曲线观测系统

图 8-7 所示的是追逐时距曲线观测系统，即在测线上测得一段时距曲线 S_1 之后，在排列的同一侧将激发点由 O_1 沿测线移动一定的距离，在 O_2 再进行激发，仍由原来的接收排列观测到另一段时距曲线 S_2。由这种观测系统得到的互相对应的二条时距曲线称为追逐时距曲线。这种时距曲线的形态仅与折射界面的赋存状态及速度值 v_1 和 v_2 有关，而与激发点在

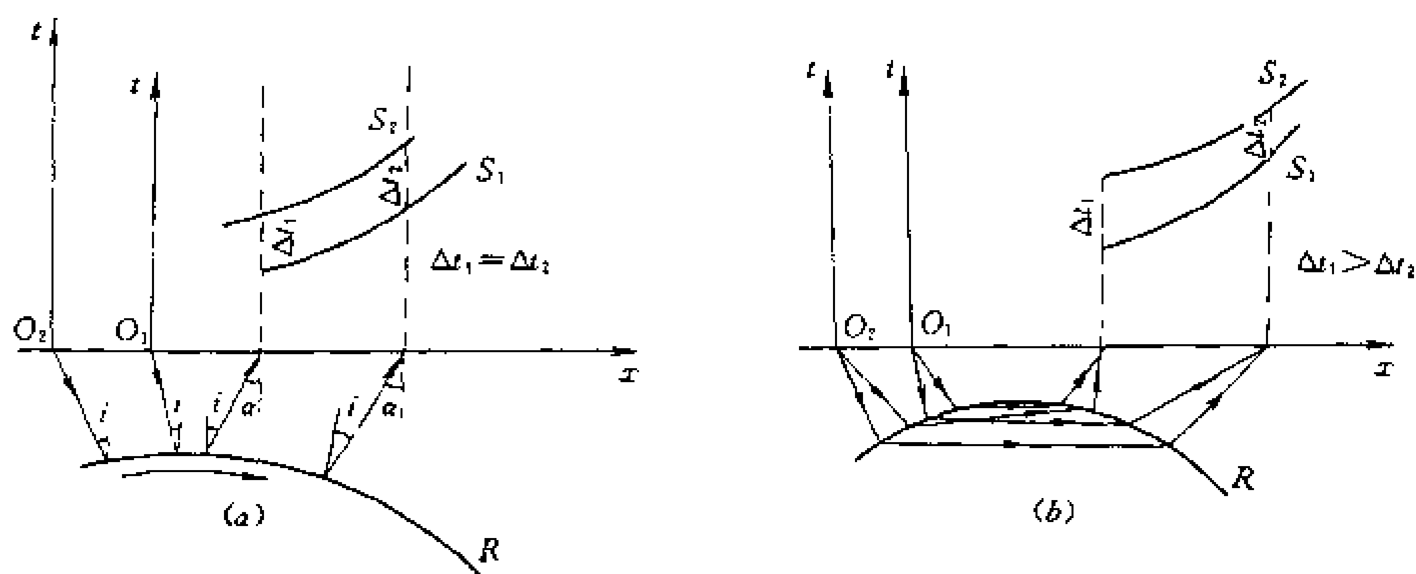


图 8-7 追逐时距曲线观测系统

测线的位置无关。这是因为对于沿界面滑行的折射波，其射线入射、出射折射界面的临界角是不变的。当然，此时折射波时距曲线的斜率和形态也仅由折射波射线在界面的出射角及其界面的起伏形态所决定。因此，当在测线上移动激发点时，对于同一界面的折射波只能系统的改变折射波的传播时间，使时距曲线沿 t 轴上、下移动 Δt 时间，形成如图 8-7a 所示的两条相互平行的追逐时距曲线。但需注意，如果界面上凸，滑行波不沿界面滑行而按图 8-7b 所示的那样产生"穿透"现象，那么由于从不同激发点出发的折射波射线穿透的路径不同，从而形成了两条不平行的追逐时距曲线。

4. 双重(多重)相遇时距曲线观测系统

在浅层折射波法地震勘探中，若表层条件比较复杂，为了可靠追踪同一层的折射波，有时可采用双重或多重相遇时距曲线观测系统。实际上这是相遇时距曲线和追逐时距曲线观测系统的综合(图 8-8)。即在测线两端的 O_1、O_2 炮点分别激发，得到一组相遇时距曲线，然后再将激发点对称的向外各移动一段距离至 O_3、O_4 放炮，又得到一组追逐的相遇时距曲线。利用同一折射界面追逐时距曲线平行的特点，不但可以在复杂的条件下追踪识别同一层的折射波，而且还可以将远炮点激发的时距曲线平移到近炮点激发的时距曲线上，以弥补近炮点时距曲线的不足，在全测线上综合成一组长的相遇时距曲线，供对比解释使用。

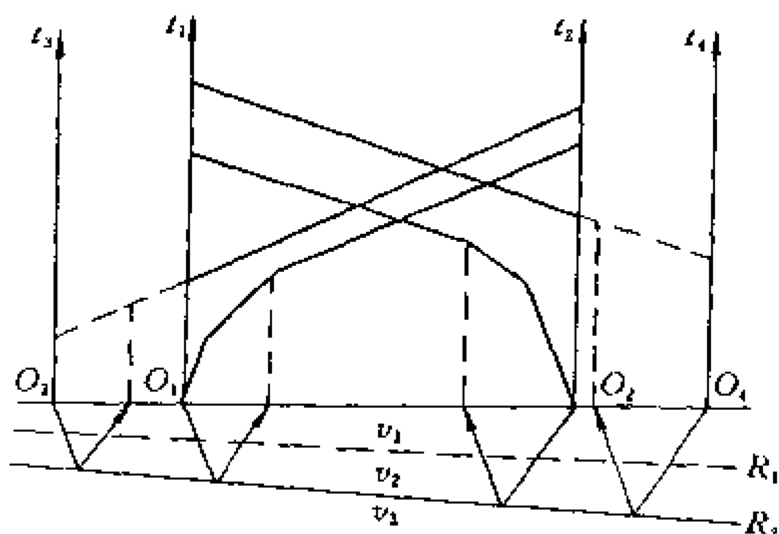


图 8-8 双重相遇时距曲线观测系统

五、激发方式和接收条件的选择

为了得到信噪比高的地震记录，通过试验合理选择激发和接收条件是地震勘探野外施工的重要技术环节。

1. 激发方式的选择

折射波法地震勘探，当目的层埋深较大时，多采用炸药激发的震源。根据施工现场的具体情况，可采用井中(专门供爆炸用的钻孔)爆炸、水中(河、湖、水塘等)爆炸、浅(土)坑爆炸

以及地面或空中爆炸等激发方式。其中，井中爆炸和水中爆炸可以较好地压制声波、面波等干扰，容易取得良好的地震记录；而浅坑爆炸，尤其是地面或空中爆炸，能量损失大、干扰波强，往往是在不得已的情况下才被采用。近期以来，浅层地震勘探多采用高增益的或具有信号增强(垂直叠加)型的数字地震仪器，这就有可能使用重锤敲击、夯击、空气枪等机械震源，通过多次激发，增强有效波的能量。一般井中或水中激发，有效波的接收距离可达500～1000m，而锤击等非炸药震源的有效接收距离多在100～200m之内。

2. 接收条件的选择

接收条件的选择，其目的仍然是压制干扰波，突出有效波，从而提高地震记录的信噪比。由于浅层折射波法多在临界距离以外接收初至折射波，其干扰波较少，因此接收条件的选择与反射波法相比，就显的比较简单，主要是设法尽量保持初至折射波的动力学特征，以备资料解释和波的对比使用。因此，首先要求地震仪器的通频带应设置宽的滤波特性。检波器也多采用单检波器接收，而很少采用组合检波，以有利于保留波的动力学特征。

六、关于折射波法的速度参数

为了求得折射界面的深度，必须要有测区剖面中不同介质的速度参数，而速度参数的准确程度，直接影响解释成果的精度。除了最简单的利用直达波和折射波时距曲线的斜率求取水平界面的 v_1、v_2 速度外，一般折射波法的速度资料多在解释时利用折射波时距曲线或利用反射波法的一些求速度方法求取速度参数。

第二节　折射波法地震资料解释

通过野外施工得到的折射波地震原始记录在进行资料解释之前，应该按照浅层地震勘探的有关规程对原始记录和资料进行检查、验收、评价、初步整理等工作，然后在地震记录上对勘探目的层的折射波进行波的对比和追踪，绘制时距曲线图，构制折射界面，进行地质解释。其中，许多解释作图等工作可以在计算机上完成。下面介绍构制折射界面的一些常用方法。

一、t_0 及差数时距曲线法

这种方法适应于弯曲界面，其应用的前提条件是折射界面的曲率半径要比埋深大得多，且波沿界面滑行时无穿透现象。如图8-9a 所示，设由炮点 O_1、O_2 激发，分别得到两条相遇时距曲线 S_1 和 S_2。对于测线上的任一接收点 S，可得到折射波的旅行时间

$$\left.\begin{aligned} t_1 &= t_{O_1ABS} \\ t_2 &= t_{O_2DCS} \end{aligned}\right\} \tag{8-2}$$

且有互换时间

$$T = t_{O_1AB} + T_{BC} + t_{O_2DC}$$

则 SM 等于 S 点下方折射界面的法线深度 h。其值可用 t_0 法求得。从图8-9a 中还可以看出

$$\left.\begin{aligned} t_{BS} &= t_{CS} = \frac{h}{v_1\cos i} \\ t_{BC} &= 2t_{BM} = \frac{2h\tan i}{v_2} = \frac{2h\sin^2 i}{v_1\cos i} \end{aligned}\right\} \tag{8-4}$$

据式(8-2)、式(8-3)、式(8-4)可得

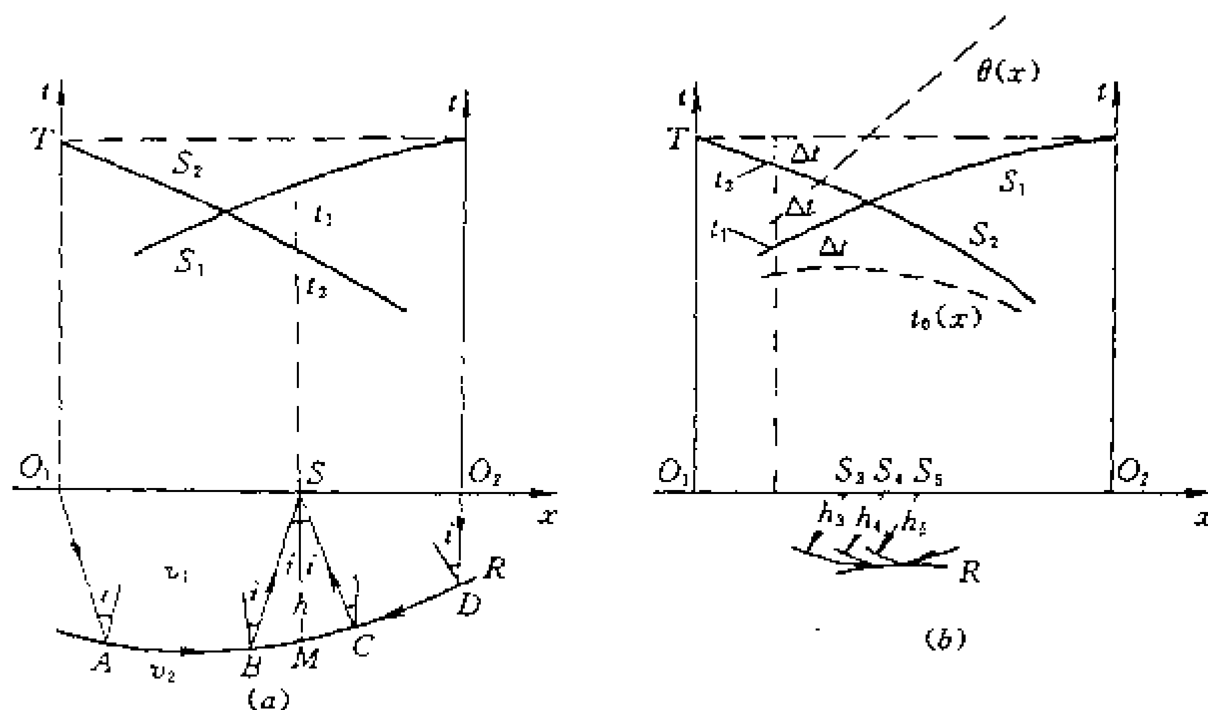


图 8-9 用 t_0 差数时距曲线法构制折射界面

a—相遇时距曲线；b— $t_0(x)$、$\theta(x)$曲线并构制折射界面

$$t_1+t_2-T=t_{BS}+t_{CS}-t_{BC}=2(t_{BS}-t_{BM})=\frac{2h(1-\sin^2 i)}{v_1\cos i}=\frac{2h\cos i}{v_1} \tag{8-5}$$

令
$$t_0=t_1+t_2-T,\qquad k=\frac{v_1}{2\cos i}=\frac{v_1v_2}{2\sqrt{v_2^2-v_1^2}} \tag{8-6}$$

将 t_0 和 k 的式子代入式(8-5)中，整理后可以得到测线上任一接收点 S 下方折射界面的法线深度 h。即

$$h=\frac{v_1}{2\cos i}t_0=kt_0 \tag{8-7}$$

然后根据 S_1、S_2 两条相遇时距曲线，求出测线上各个检波点的 t_0 值。

在式(8-6)中，令 $\Delta t=T-t_2$，则

$$t_0=t_1-\Delta t \tag{8-8}$$

根据式(8-8)，在图 8-9b 中，可先在某检波点所对应的纵轴与 S_2 时距曲线的交点 t_2，向上量取 $\Delta t(\Delta t=T-t_2)$，再在纵轴与 S_1 时距曲线的交点 t_1，向下量取 $\Delta t(t_0=t_1-\Delta t)$，即可求出该检波器所对应的 t_0 值。按照这种作图方法，可以在相遇时距曲线图中求出各检波点所对应的 $t_0(x)$曲线。

为了构制各检波点所对应折射界面的法线深度 h，作出 $t_0(x)$曲线之后，还需求 k 值。

由式(8-6)可看出，只要求得波速 v_1 和 v_2，则可得出 k 值。其中，v_1 通常可根据表层的直达波速度 v_1 来确定，因此关键是 v_2 速度值的求取。

为求 v_2，可用类似于求 t_0 的作图方法，先作差数时距曲线 $\theta(x)$，令

$$\theta(x)=t_1-t_2+T=t_1+(T-t_2)=t_1+\Delta t \tag{8-9}$$

对式(8-9)求导，可得
$$\frac{\Delta\theta}{\Delta x}=\frac{\Delta t_1}{\Delta x}-\frac{\Delta t_2}{\Delta x} \tag{8-10}$$

由于 S_2 是反向接收的时距曲线，Δx 应为负值(即 $\Delta t_2/\Delta x$ 为负值)，故式(8-10)应改写为

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta x}=\frac{\Delta t_1}{\Delta x}+\frac{\Delta t_2}{\Delta x} \tag{8-11}$$

式中，$\Delta t_1/\Delta x$ 和 $\Delta t_2/\Delta x$ 分别为上倾方向时距曲线 S_1 和下倾方向时距曲 S_2 线的斜率（即视速度 v^* 的倒数）。根据式(7-29)，它们有

$$\left.\begin{aligned}\frac{\Delta t_1}{\Delta x}&=\frac{\sin(i-\varphi)}{v_1}\\ \frac{\Delta t_2}{\Delta x}&=\frac{\sin(i+\varphi)}{v_1}\end{aligned}\right\} \tag{8-12}$$

将式(8-12)代入式(8-11)，经整理后可得

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta x}=\frac{2\cos\varphi}{v_2} \tag{8-13}$$

于是波速

$$v_2=2\cos\varphi\frac{\Delta x}{\Delta\theta} \tag{8-14}$$

当折射界面倾角小于15°时，式(8-14)可近似为

$$v_2\approx 2\cdot\frac{\Delta x}{\Delta\theta} \tag{8-15}$$

因此，只要根据式(8-9)用类似作 $t_0(x)$ 曲线的方法，在相遇时距曲线图上作出 $\theta(x)$ 曲线，并求取其曲线斜率的倒数 $\Delta x/\Delta\theta$，即可根据式(8-15)得出波速 v_2，进而从式(8-6)中求出 k 值。

在已知 k 值和各观测点的 t_0 值之后，则可根据式(8-7)计算出各点的界面深度 h。然后，在剖面上以各观测点为圆心，以其对应的 h 为半径画弧，得出一系列的圆弧，作这些圆弧的包络线，即为所求的折射界面 R。

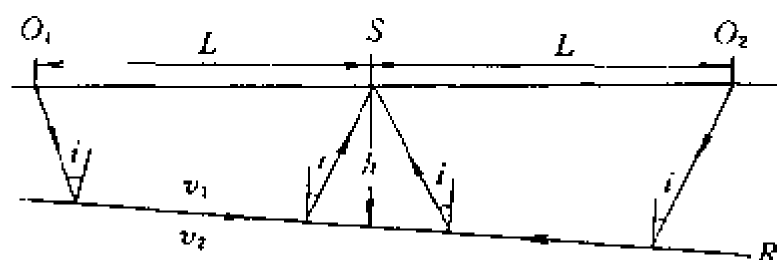


图 8-10 利用与两震源等距离的接收点所记录的折射波旅行时求取 h 值

对于多层折射波时距曲线的解释，可以将所求折射界面以上的各波速层通过用求平均速度的办法，使其等效变为二层结构进行解释。

在浅层折射波法中，有时只需探测浅层基岩的埋深，此时可采用图 8-10 所示的简单解释方法。在排列的两端 O_1、O_2 都是激发点，由于基岩埋深很浅，可以用重锤或雷管爆炸激发地震波。根据 t_0 差数时距曲线法中的式(8-7)可知，S 点下方基岩界面的法线深度为

$$h=\frac{v_1}{2\cos i}\cdot t_0=\frac{v_1}{2\cos i}\cdot(t_1+t_2-T) \tag{8-16}$$

其中，S 在排列的中点接收，它与 O_1、O_2 两震源等距离。t_1、t_2 是折射波分别在 O_1、O_2 激发，经过折射界面到达 S 点的旅行时间。T 是在 O_1 激发 O_2 接收，或在 O_2 激发 O_1 接收的折射波传播的互换时间。

由于浅部基岩的波速 v_2 常常比上覆松散层的波速 v_1 大得多，当 $v_2>3v_1$ 时，$\cos i\approx 1$，此时式(8-16)可简化为

$$h\approx\frac{1}{2}\cdot v_1\cdot(t_1+t_2-T) \tag{8-17}$$

这种方法不用绘制时距曲线即可求出 h 值，具有快速简捷的优点。但它必须在波速稳定、v_2 比 v_1 大得多以及基岩面倾角很小的条件下才能使用。

在 t_0 差数时距曲线法中，只要 v_1 准确，该法可以不要求进行地形校正，而且无论是对水平界面或曲率不太大的弯曲界面都能适用。这些优点使它成为折射波法资料解释中最常用的一种方法。但由于它实质上是以测点为顶点的近似等腰三角形的高 SM 作折射界面的埋

深为前提，因此对于两翼倾角较大的凹界面或凸界面，解释结果使界面中心地段的 h 值，前者偏小而后者偏大。这种误差必然使折射界面的起伏变得平缓。

二、时间场法（波前法）

时间场法是利用实测的折射波相遇时距曲线，首先绘制波在介质中的等时线，然后作出折射界面并计算界面速度。这种定量解释方法比较精确，对于均匀或多层非均匀介质都能适用，只是用这种方法解释时绘制等时线的工作量较大。

在图 8-11 中，设折射界面 R 的上覆介质是均匀的，波速为 v_1，S_1 和 S_2 分别由 O_1、O_2 激发而得到的两条相遇时距曲线，T 为互换时间，折射界面 R 上的任意一点 C 将满足

$$T = t_{O1AC} + t_{O2BC} \tag{8-18}$$

所以只要分别利用实测的 S_1、S_2 时距曲线，作出各自的等时线系，这两组等时线系中满足式(8-18)的一系列交点，就是所求折射界面上各点的位置。所谓时间场法，就是通过绘制波在介质中时间场的等时线，然后根据式(8-18)求得折射界面的方法。其具体作法如下：

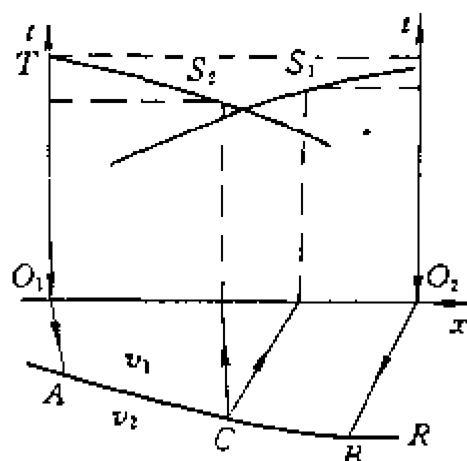


图 8-11 用于时间场法的相遇时距曲线

假设波在介质中的平均速度已知，就可以依据两支相遇时距曲线 S_1、S_2 分别作出其时间场。如图 8-12 所示，作 S_1 时距曲线时间场的等时线时，先在时间轴 t 上以 Δt 为单位（一般 Δt 取 4ms 左右），分割时距曲线 S_1，并在 x 轴上确定出相应的 x_1、x_2、x_3、……各点。设通过 x_1 点的等时线的时间值为 t_K^1（上角标表示 t_K 值属于 S_1 时距曲线，下角标表示折射波的旅行时间），则波前到达 x_2、x_3、……的时间应分别为 $t_K^1+\Delta t$、$t_K^1+2\Delta t$、……。于是，根据惠更斯原理依次以 x_2、x_3、……为圆心，以 $r_1=v_1\cdot\Delta t$、$r_2=v_1\cdot 2\Delta t$、……为半径在剖面上画弧，则这些弧的包络线就是 t_K^1 时刻的等时线。同理，对于 S_1 时距曲线可作出 $t_K^1\pm n\Delta t(n=1,2,3,\cdots\cdots)$ 时刻的各条等时线，它们组成了由 O_1 激发所形成的折射波等时线系（即时间场）。

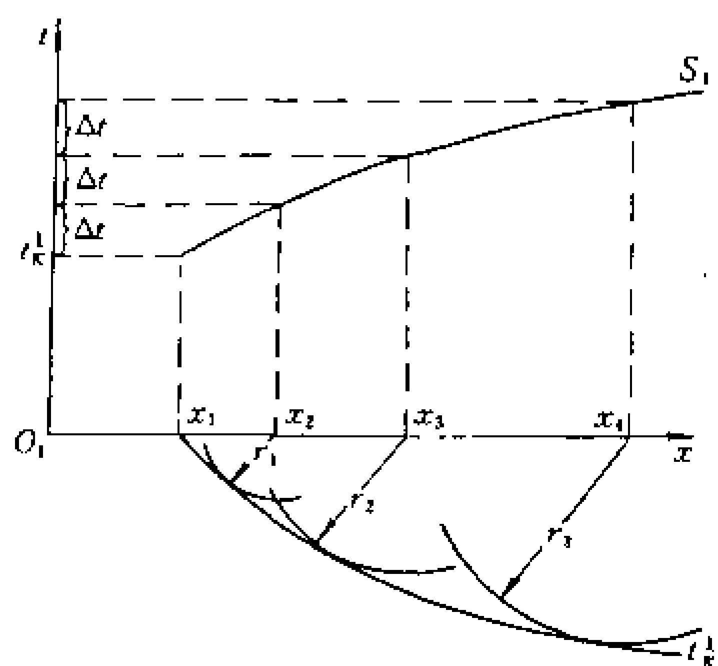


图 8-12 时间场法等时线的绘制

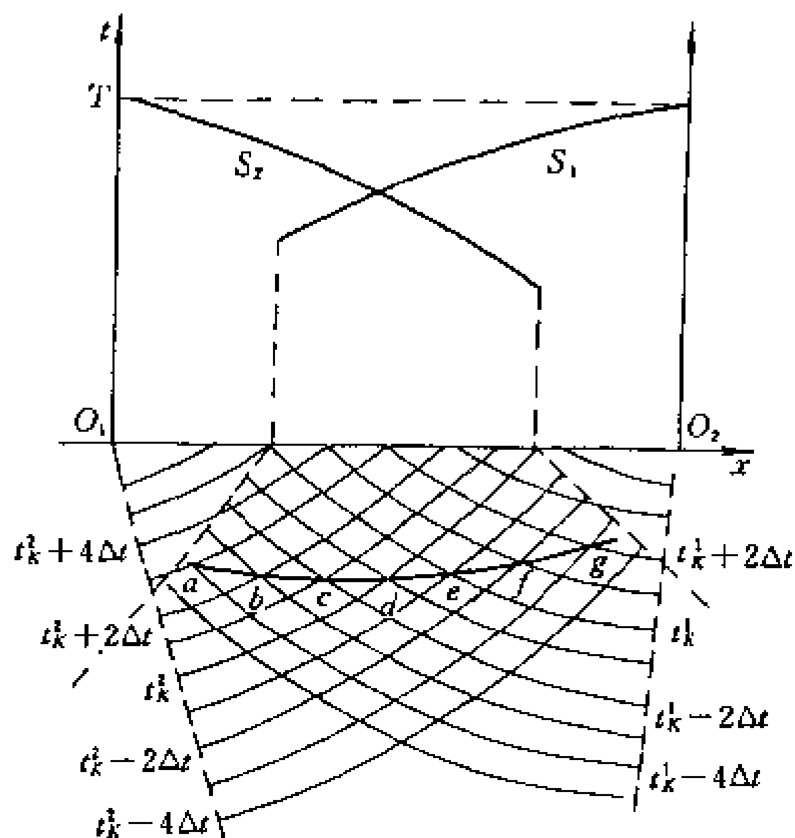


图 8-13 用时间场构制折射界面

另一条 S_2 时距曲线的时间场，亦可按上述原理作出。

图 8-13 是由时距曲线 S_1 和 S_2 绘制的两组互相交叉的时间场。在该图上可找出满足式(8-18)的两条等时线的交点 a、b、c、……。例如，设互换时间 $T=100$ms，则 t^2_{70} 与 t^1_{30} 的交点 a，t^2_{60} 与 t^1_{40} 的交点 b，t^2_{50} 与 t^1_{50} 的交点 c，……，都应在折射界面 R 上。图中，连接 a,b,c,d,e,f 各点，即为所求的折射界面。

由于沿折射界面 R 滑行波的速度就是 v_2 波速，如图 8-13 所示，滑行距离为 ab,bc,cd，……，时差为 Δt，所以界面速度分别等于 $ab/\Delta t,bc/\Delta t,cd/\Delta t$，……，如果波在界面 R 上的速度不变，则 $ab/\Delta t=bc/\Delta t=cd/\Delta t=\cdots=v_2$。

三、哈莱斯法

近年来，由于计算机的普及与发展，运用哈莱斯法的原理已经实现了在微机上自动作图解释。这种方法对于地表比较平坦，但基岩界面起伏较大且基岩内有速度变化的情况，能获得较好的效果和较高的解释精度。

1. 哈莱斯法的基本原理

如图 8-14 所示，地下有一倾斜折射界面 R，倾角为 φ，R 界面以上介质的波速为 v_1，下层介质的波速为 v_2，地面测线上 O_1、O_2 为互换炮点，得相遇时距曲线 S_1、S_2。P 点为界面 R 上的任一点，O_1APN、O_2BPM 两组折射波路径，经 P 点以临界角 i 出射分别到达地面接收点 N、M。OP 是界面上过 P 点的法线，交地面于 O 点。过 M 点作 $\angle QMN=\angle i$，MQ 交 PO 的延长线于 Q 点，连接 QN，因为法线 QP 是 $\angle MPN$ 的角分线，且 $\angle MPQ=\angle NPQ=\angle i$，在四边形 $QMPN$ 中可以证明 $\angle QNM=\angle i$，所以 $\triangle QMN$ 为等腰三角形。

根据图 8-14 所示的几何关系，可以设想，假若 M 为地面测线上的任一观测点，如果设法找出与其相对应的共轭点 N，并以 $\angle i$ 为两底角作等腰三角形 QMN。现以 $\triangle QMN$ 的顶

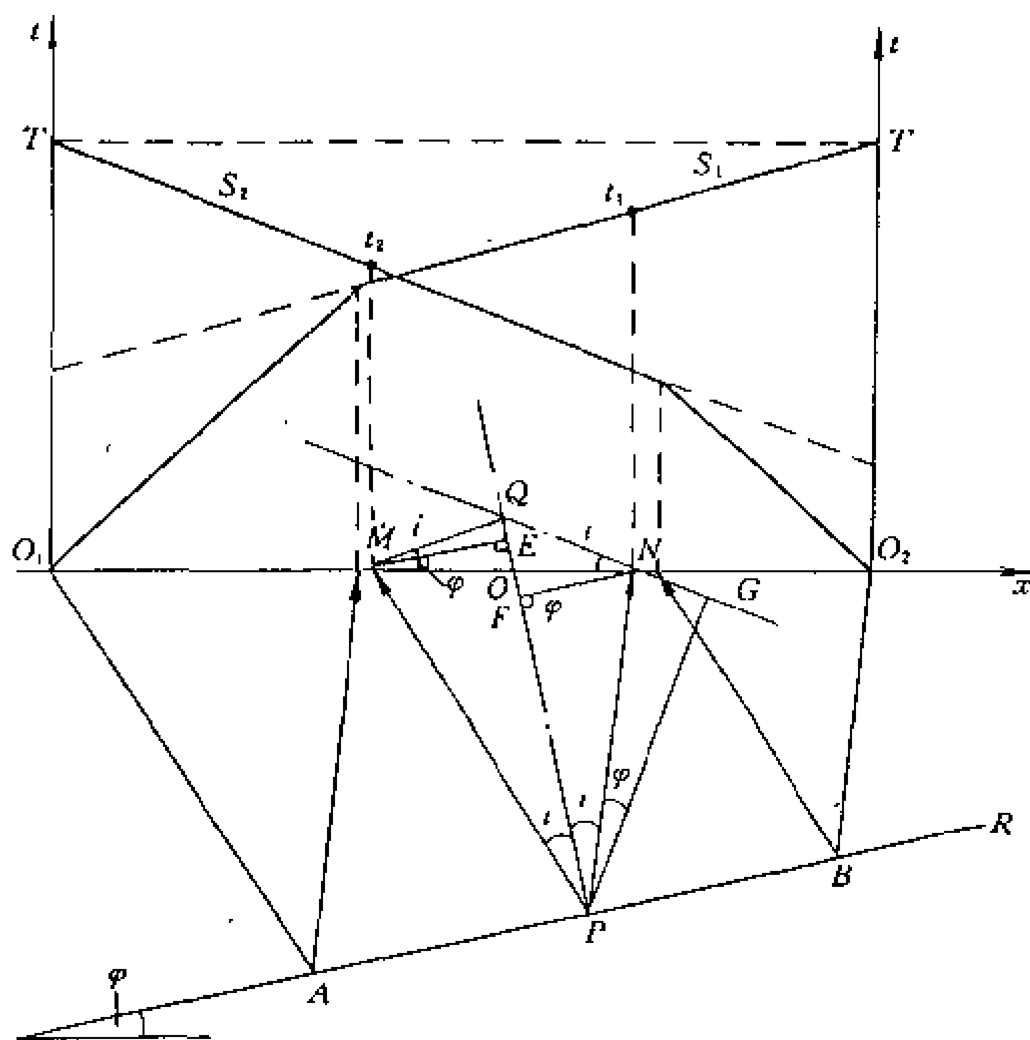


图 8-14 哈莱斯法原理图

点 Q 为圆心，以 QP 长度为半径画弧，折射界面上的 P 点一定被包含在该圆弧中。若能求出各接收点的一系列的 Q 点和半径 QP，则这些圆弧的包络线即为所求的折射界面。

关键是如何求 MN 和 QP 的长度。为此，过 M、N 分别作 QP 的垂线 ME、NF，有 $ME=PM\cdot\sin i$；$NF=PN\cdot\sin i$，令 $d=MN$、$r=QP$，则有

$$d = MN = MO + ON = \frac{ME}{\cos\varphi} + \frac{NF}{\cos\varphi} = (PM + PN)\cdot\frac{\sin i}{\cos\varphi} \tag{8-19}$$

过 P 点作 QN 的垂线，交 QN 的延长线于 G，则有 $PN=PG/\cos\varphi$，$PG=PQ\cdot\cos(i+\varphi)$，所以

$$PN = PQ\frac{\cos(i+\varphi)}{\cos\varphi} \tag{8-20}$$

同理

$$PM = PQ\frac{\cos(i-\varphi)}{\cos\varphi} \tag{8-21}$$

以上两式相加，整理后得

$$r = PQ = \frac{(PM + PN)}{2\cos i} \tag{8-22}$$

式(8-19)和式(8-22)均与$(PM+PN)$有关，而$(PM+PN)$可由相遇时距曲线求得。如图 8-14 所示，t_1 是 O_1 激发，N 点接收的折射波 O_1APN 路径的旅行时；t_2 是 O_2 激发，M 点接收的折射波 O_2BPM 路径的旅行时；互换时间 T 是 O_1APBO_2 或 O_2BPAO_1 折射波路径的旅行时。所以

$$t_1 + t_2 - T = \frac{PM + PN}{v_1} \tag{8-23}$$

令 $t_P=t_1+t_2-T$，则

$$PM + PN = v_1 t_P \tag{8-24}$$

将式(8-24)代入式(8-19)和式(8-22)，分别得

$$d=MN=\frac{v_1 t_P \sin i}{\cos\varphi} \tag{8-25}$$

$$r=PQ=\frac{v_1 t_P}{2\cos i} \tag{8-26}$$

当界面倾角不大时，$\cos\varphi\approx 1$，计算临界角 i 的速度值可从测区内比较规则的时距曲线求出 v_1 和 v_2。根据式(8-25)、式(8-26)，共轭点间距 MN、画弧半径 QP 亦可利用相遇时距曲线用作图的方法求取。如图 8-15 所示，过任一接收点 M 作 t 轴的平行线与互换时间(T)线相交于 M' 点，与折射波时距曲线 S_2 相交于 D，$M'D=T-t_2$，在该平行线上取 $MA=M'D$。过 A 点作一条斜率为$\frac{\cos\varphi}{v_1\sin i}$的直线，交折射波时距曲线 S_1 于 B 点，过 B 点作垂线交横轴于 N 点，过 A 点作横轴平行线交 BN 于 C 点，可证明 $AC=MN=d$，$BC=t_P$。

2. 作图步骤

(1)作两支相遇时距曲线中的一支(S_2)的镜像曲线(图 8-15 中点划线)，在这条曲线上各点的时间值为 $T-t_2$。

(2)在镜像曲线上，按相等的横坐标间隔分别取若干点 A_1、A_2、…、A_j。

(3)利用测区内时距曲线有代表性的地段，求 v_1、v_2 值，计算临界角 i，$i=\sin^{-1}(v_1/v_2)$。

(4)在各 A_j 点作斜率为 $1/(v_1\sin i)$的直线，与另一支时距曲线(S_1)交于 B_j 点。

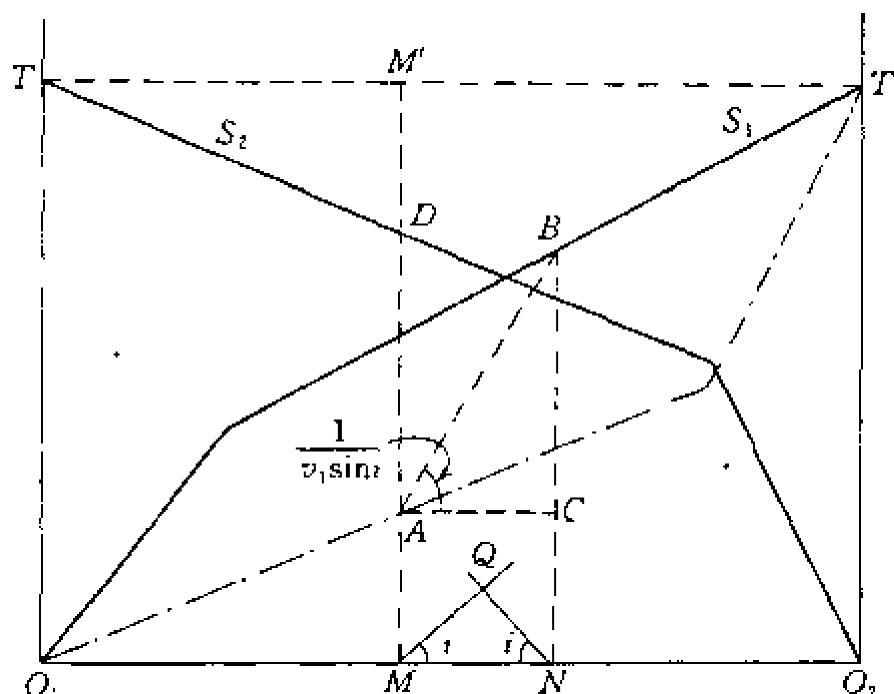


图 8-15 哈莱斯法的作图原理

(5)将 A_j、B_j 投影到横轴上，即对应地面各 M_j、N_j 点的位置。

(6)把 A_j、B_j 各斜线的中点联结起来得到的一条线叫哈莱斯线，其斜率的倒数即为折射界面速度 v_2，用此 v_2 可修正临界角 i 值。

(7)在横轴上的各对 M_j、N_j 点，以临界角 i 为底角作等腰三角形，求顶点 Q_j。

(8)计算每一对 M_j、N_j 点的 t_P 值，进而求出折射界面埋深的半径 r_j。

(9)以 Q_j 为圆心，r_j 为半径画弧，各圆弧的包络线就是所求的折射界面。

利用哈莱斯法的原理稍加推导，即是共轭点法，可以编程上机处理折射波地震资料，由微机自动作图，构制折射界面(图 8-16)。

用于构制折射界面的方法，还有延迟时间法、时间项法等，可参阅有关资料，这里不再赘述。

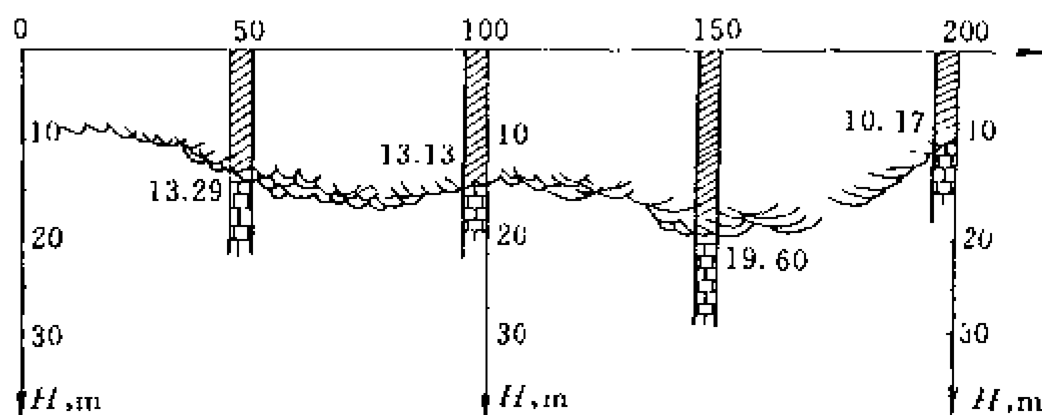


图 8-16 共轭点法解释结果与钻孔资料对比

第九章 浅层反射波法

在浅层地震勘探中，许多年来一直以折射波法为主要方法，并作为一种较成熟的手段应用于水文及工程地质勘探的实际工作中。对于反射波法，由于浅层反射中干扰因素的复杂性，严重影响了浅层反射信号的识别和获得，从而限制了它的实际应用。但由于折射波法也存在精度低、分辨率低等缺点以及解决地质问题的局限性等，近十几年来，浅层高分辨率反射波法的应用与研究随着现代科学技术，尤其是计算机技术的迅速发展亦有了极大的进展。

浅层反射波法与勘探煤田和石油的中、深层反射波法虽基本原理相同，但所研究的具体问题却有很大差别。寻找煤田和储油构造是研究地下数百米至数千米的地质问题，而浅层反射波法的勘探对象多在100～200m，甚至几十米，十几米之内。为了提高浅层反射波的分辨率，它的工作频率要从中、深层反射的几十赫兹，提高到100～300Hz以上。更确切地说，浅层地震反射波法应该比中、深层反射波法更能探测出地下地质构造的细微变化。但是，浅层反射波法的工作方法与中、深层反射波法相比却具有很大的难度。例如，在浅层的反射中会遇到许多中、深层反射波法中不存在的干扰和困难，如较强的声波、面波、浅层折射波的干扰，近地表介质波速的不均匀以及震源脉冲的二次振动等，都构成了浅层反射波法所独有的特点。此外，浅层反射界面风化带的不均匀变化、界面的裂隙和不规则以及含水量不均匀等都会降低反射质量。因此在浅层反射波法中，高频地震脉冲的激发和接收、数据处理、仪器的分辨率、解释技术、各种干扰的消除，特别是近震源的强噪声的消除等都是很关键的技术问题。虽然浅层反射波法存在许多困难，但还可借鉴已发展的比较成熟的石油、煤田地震勘探的某些方法技术，发展浅层反射波法，提高它的应用效果。

第一节 浅层反射波法的野外工作方法

一、浅层地震地质条件

在浅层反射法地震勘探中，最基本的工作是野外地震数据采集。原始地震记录质量的好坏，决定了室内数据处理和资料解释的质量和效果。但是，客观的地质情况十分复杂，地震勘探在某一个地区能否获得良好的、高质量的地震原始记录，能否取得好的地质效果，除技术装备等条件之外，还需要在作地震勘探施工设计时必须深入现场、调查研究，根据客观地质条件研究确定工作方法和施工方案。这种在一个地区能否开展和如何进行地震勘探工作的客观地质条件，称为地震地质条件。这里主要讨论的浅层地震地质条件是指地表附近的地形、土层或岩石风化层的性质以及浅部的地质条件，它不仅影响地震波的激发与接收，而且影响地震波的运动学和动力学特征，甚至还影响地震剖面的精度和分辨率。

1. 地表松散层的影响

地表附近的岩石，由于长期遭受强烈的风化作用或接收新生代的沉积，因此所形成的松散覆盖层十分疏松，地震波在该层中的传播速度要比下部未风化基岩的波速小得多。所以该松散层又称为低速带。这种低速带的存在，往往在地表覆盖层和基岩之间形成一个明显的速度界面，而且下部基岩速度一般都大于上部盖层的速度，故该界面是一个良好的折射界面。

浅层地震折射波法就是利用这一特征，十分方便的勘探基岩面的起伏和覆盖层的厚度。但对于反射波法，尤其是对于浅层反射波法地震勘探来说，低速带的存在往往使反射波产生偏移和时间滞后，这对资料处理和解释往往带来许多不便。必要时，还需进行低速带校正。此外，松散的覆盖层对地震波吸收作用强，特别对高频成分吸收作用更强，因此在松散覆盖层较厚的地区难于激发或接收到较强的高频有效波，并且在低速带上、下界面之间还容易产生多次反射波的干扰，这对浅层反射波法的危害更大。

2. 潜水面的影响

工区内覆盖层中潜水面的位置和分布对浅层反射波法地震勘探影响极大，理论和实践证明，在潜水面以下激发，可以得到频谱成分丰富、能量很强的反射纵波，而在无水的低速带内激发，却常常得到能量极强的面波和其他干扰波，而反射波则因很弱而无法辨认。至于横波勘探，则可在无水的表层中激发，这是因为横波无法在水中传播所致。

3. 表层不均匀性的影响

浅层地质剖面的不均匀性对浅层反射波法的勘探效果有直接影响。表层中不论是横向还是纵向的不均匀性都将对地震波的能量和到达时间有所影响，如溶洞、小断层、尖灭带以及人工堆积等都会给地震记录带来干扰，并影响资料解释的精度。在某些情况下，这些不均匀因素中有一些是浅层反射要研究的目的和对象，但有些则是浅层反射的干扰，它们的存在给追踪和识别有效浅层反射波带来一定困难。

浅层反射地震勘探调查的目的层较浅，需要采用较短的排列接收，而短排列接收时震源干扰波对反射波影响较大，在城市等工矿居民区施工时，还不可避免地受到各种各样的外界振动干扰、工业电干扰和其他类型的噪声干扰，这些干扰因素有时会严重降低了地震记录的信噪比和分辨率。

综上所述，可以看出浅层反射波法波法与常规的石油、煤田地震勘探相比，确有自身的特点，特别是在强干扰背景条件下开展浅层反射波法调查时更需要采用适合这些特点的野外工作方法和技术。

二、浅层反射波法对仪器装备的要求

地震勘探仪器主要有地震检波器和地震仪。它们的性能指标直接影响浅层反射地震记录的质量，对所获得的地震原始记录能否便于数据处理和有效信息的提取也有着直接关系，从而对能否完成地质任务起着重要作用。

地震勘探的装备，一般是指在地震勘探野外施工中除地震检波器和地震仪以外的其他设备，如各种形式的震源及辅助设备以及特种炸药等。它们对原始地震记录的质量，尤其在浅层高分辨率地震勘探中亦起着重要作用。

1. 地震检波器

检波器是一种能够感受机械振动并使之转换为电振动的机电转换装置。人工激发的地震波经过地下界面返回到地表时，引起地表质点的振动是很微弱的，位移振幅一般不超过几微米，所以地震勘探用的检波器必须具有极高的灵敏度。同时，为了记录不同振动类型的地震波，检波器多制成能够感受质点振动垂直分量的纵波检波器、感受水平分量的横波检波器，以及研究波的极化特征的二分量、三分量检波器等。浅层反射波法地震勘探为提高分辨率，要求检波器的频率响应特性必须覆盖有效反射波的频带。

图 9-1 所示，为目前国内常见的接收纵波的变磁通式检波器结构示意图。它的主要部件

为：固定在外壳底部的圆柱形永久磁钢；套在永久磁钢外面的线圈架及线圈；支持线圈架，使它可以与磁钢产生相对运动的2个上、下环状弹簧片。

当地震波到达地表时，检波器外壳随地面质点一起做垂向振动，同时检波器内部的磁钢即与线圈发生相对运动，于是线圈切割磁力线而产生感应电动势，并通过电缆输送给地震仪。由于检波器的输出电压与地表质点位移的速度成正比，故这种结构的检波器也叫速度检波器。

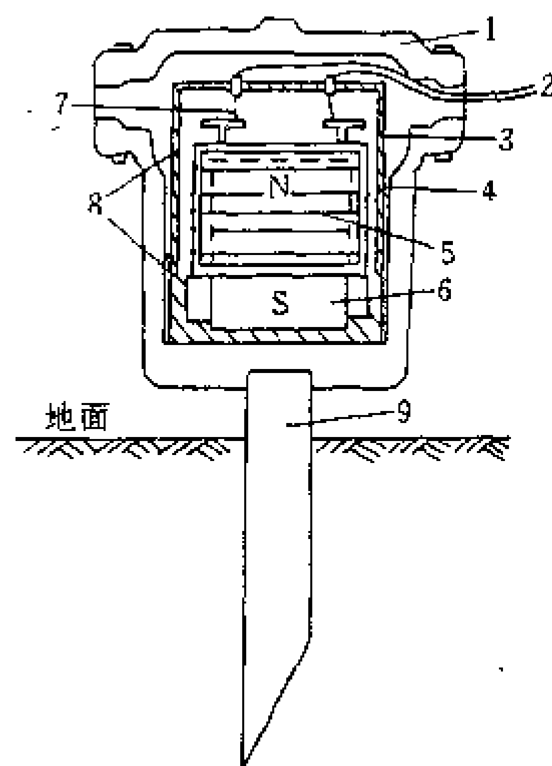


图 9-1 地震检波器示意图

1—外壳；2—引线；3—铁壳；4—线圈架；5—线圈；6—磁钢；7—引线弹簧；8—弹簧片；9—尾锥

2. 浅层反射波法对仪器的要求

浅层地震仪，其浅层的含意主要是指它的勘探深度较浅，一般从近地表处的十几米至数百米之间，所探测的地质构造的规模和范围也比较小，因此就决定了浅层地震仪的设计指标和性能必须适应于浅层地震勘探的不同特点和要求。

(1)由于要探测浅层较小规模的地质体和较详细的分层，故要求仪器具有足够的动态范围，有很高的分辨能力。即仪器要有利于接收高频地震波。当前，适用于浅层反射地震勘探仪器的通频带已达到4～2000Hz或更宽；采样间隔(Δt)已小于50μs；模拟/数字(A/D)转换精度已做到20位以上；输入地震信号的动态范围已大于130dB。这些技术指标可满足浅层地震勘探的需要。

(2)由于地表附近各种干扰因素复杂，有效波的到达时差小，记录的信噪比低，干扰波和有效波较难分辨，从而要求浅层地震仪应具有高的抗干扰能力，并能适应或具有多种压制干扰，提高信噪比的工作方法和性能。

(3)为了适应在城市或工矿区进行工程勘察，仪器除使用炸药震源外，还必须具有使用非炸药源(如锤击、落重、电火花)的功能。

(4)为了压制随机干扰，增加有效波的强度，浅层地震仪一般应具有信号增强(垂直叠加)功能。

(5)为适应浅层或工程勘察，仪器在充分保证性能的前提下应适当轻便、易携带，并应具有与通用计算机进行数据交换和快速处理地震资料的功能。

三、地震测线的布置

浅层反射地震勘探的测线布置，应在广泛收集测区有关的地质、物探资料，尤其是收集有关钻探和测井资料，熟悉测区的地形、地物的基础上，根据地质任务、探测对象、地层与构造形态等具体情况设计测线。布置测线的主要原则：首先要求测线应该是直线(如果是弯线将对共反射点多次叠加不利)，且应尽量垂直地层或构造线的走向，以最大限度地控制测区内的构造形态；测线的布置还必须要求能均匀地分布于全测区，而且最好能与以往物探测线、钻探勘探线重合，以便充分利用物探、钻探资料进行综合分析和地质解释；测线的间距或疏密程度应根据地质任务、测区勘探程度及探测对象等因素确定。一般应在地质勘探线上加密1倍布置。面积勘探时还要布置适量的联络测线与主测线正交相连接，以检测不同测线上反射波的对比闭合误差的精度。地震测线的布置除按上述原则外，还应考虑测区的地形、地物等因素，力求以最少的工作量解决所承担的地质任务。

四、浅层反射地震勘探的观测系统

反射波法地震勘探观测系统的首要任务是实现对反射界面的连续追踪。但由于浅层反射波的旅行时间短，同时又多采用锤击、夯击等机械震源在地表激发，声波、面波、直达波等低速干扰十分严重，因此浅层反射波法的观测系统除需要连续追踪反射界面之外，更重要的是如何避开低速干扰和如何提高浅层反射波的信噪比等问题。

在反射波能量较强、地震原始记录信噪比较高时，可采用一次覆盖的观测系统，如简单连续观测系统、间隔连续观测系统和延长时距曲线观测系统等。在信噪比较低的情况下，可采用多次覆盖（又称多次叠加）观测系统。此外，对于特别浅的反射波，还可采用最佳时窗和最佳偏移距技术等。

1. 简单连续观测系统

如图 9-2 所示，在测线上，O_1、O_2、O_3、O_4、……等桩号为激发炮点，相邻两炮点之间的距离为一个排列长。在排列的端点 O_1 激发，O_1O_2 排列接收，所探测的反射界面是 A_1R_1 段；然后在排列的另一个端点 O_2 激发，在同样的排列接收，所追踪的反射界面为 A_2R_1 段。显然，O_1O_2 为互换点，在这两个点互换激发接收的反射波，虽射线的传播方向不同，但属同一个反射路径的长度 $O_1R_1O_2$，因此在相遇时距曲线的尾点有互换时间 T，在排列的端点有垂直反射时间 t_0。O_1O_2 排列数据采集完成之后，可将排列移至 O_2O_3，再以同样的工作方式追踪 A_2R_2、A_3R_2 地段的反射界面。依此类推，在测线上就实现了对反射界面的连续追踪。这种在近炮点附近接收的观测方式，称为端点激发的简单连续观测系统。该观测系统野外施工方便，多适应于探测深度较大、反射波旅行时间较长，以及声波、面波等干扰较小的场合。

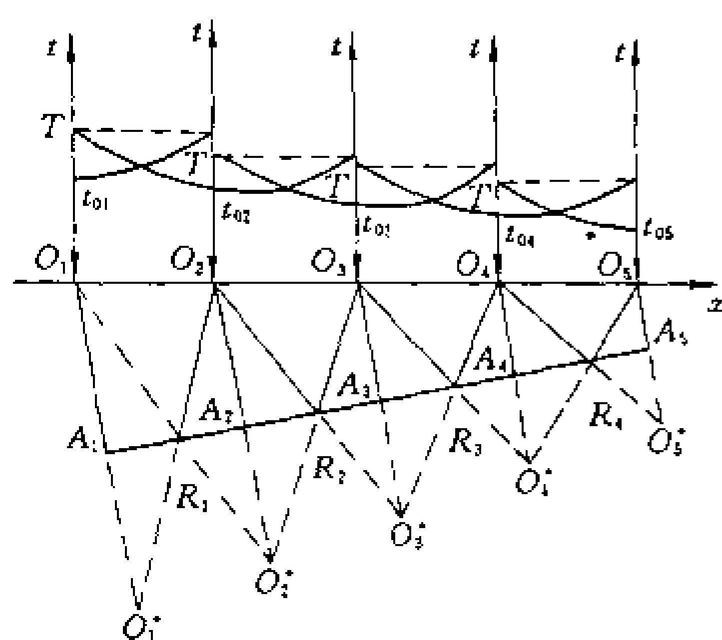


图 9-2 简单连续观测系统

2. 间隔排列连续观测系统

对于较浅的反射波，为了避开声波、面波及近炮点等干扰，野外施工时，激发炮点和接收排列之间可以隔一个或几个排列（图 9-3），将接收排列放在 O_2O_3 地段，两侧间隔一个排列在 O_1、O_4 激发，进行记录。观测完后将排列移至 O_3O_4 地段，分别再在 O_2、O_5 激发……，这样在测线上仍可实现对反射界面的连续追踪。这种观测系统因炮点与排列之间间隔一定距离，所以有时可以灵活避开地表的一些障碍物，如河流、建筑物等。

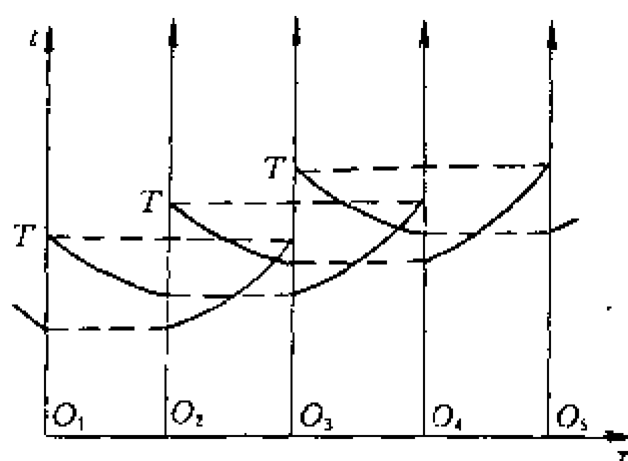


图 9-3 间隔排列连续观测系统

3. 获得浅层反射的技术途径

前面提及的观测系统，一般多在近炮点地段接收，反射波以很陡的角度入射界面后形成反射再返回地面，这种情况称为陡角反射。理论和实践表明，当使用这种较短的排列，近炮点接收浅层反射波时往往会受到严重的面波、声波等低速干扰，而且反射层越浅这种干扰越严重。为了避免这种干扰，人们设置地层参数计算了一个水平二层模型中各种波的时距曲线（图 9-4）。从

图中可以看出，埋深90m的基岩反射波，其垂直反射时间为$t_0=112.5$ms。在近震源地段，地滚波（面波）对反射波的干扰十分严重。而在远离震源的地段反射波又与同界面的折射波，甚至也与直达波发生重叠和干涉。只有在距震源约25～75m的接收段既不受地滚波的影响也不受折射波、直达波的干涉。这个最佳接收范围叫最佳时窗。需要指出，最佳时窗技术在探测比较单一的反射目的层（如基岩界面）时效果较好；若要求探测的多个反射界面深浅不一，且相差较大时，就很难选取最佳时窗。

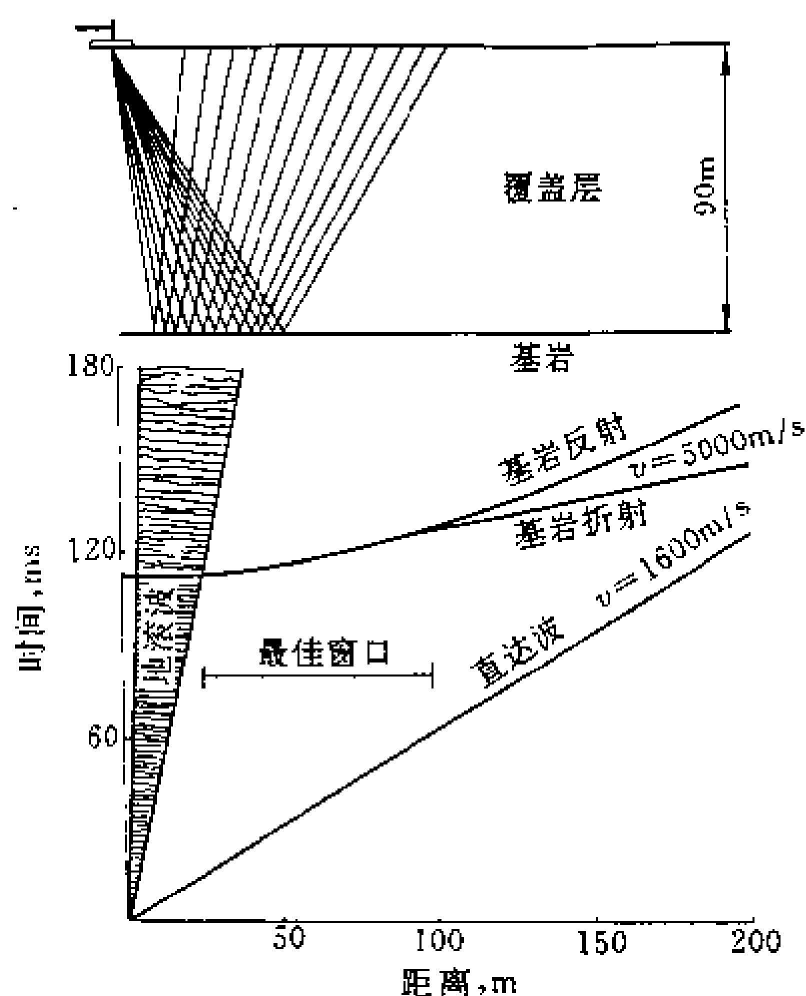


图 9-4　最佳时窗地段的选取

最佳时窗的选择，使炮点远离接收点，此时必然增大反射波的入射角，若在临界角附近观测反射波，这种观测方式就从由陡角反射变为广角反射测量。广角反射与陡角反射相比有不同的特点，如果入射角选的合适，即是对于波阻抗差异较小的弱反射界面，广角反射也能得到较强的信号（但反射波的相位也会有相应变化）。图9-5是根据前述水平二层模型计算出的反射波的振幅、相位与炮点偏移检波器（接收点）距离的关系曲线。显然，反射波的振幅、相位都与炮点偏移接收点的距离有关（实质上是振幅、相位与入射角有关）。在这种情况下，选择最佳时窗接收地段就必须既要考虑图9-4所示的时距关系，使时窗的左侧不受近震源的面波干扰，又要兼顾图9-5曲线所示的规律，确定最佳时窗右侧远离震源的边界，以保证广角反射能得到最大的振幅，同时控制反射波的相位不要变化太大，否则会影响波的对比解释。根据经验，若界面两侧速度差异较大时，反射波又是广角反射，则离震源最远的检波器距离一般不大于界面埋深的1.5倍。

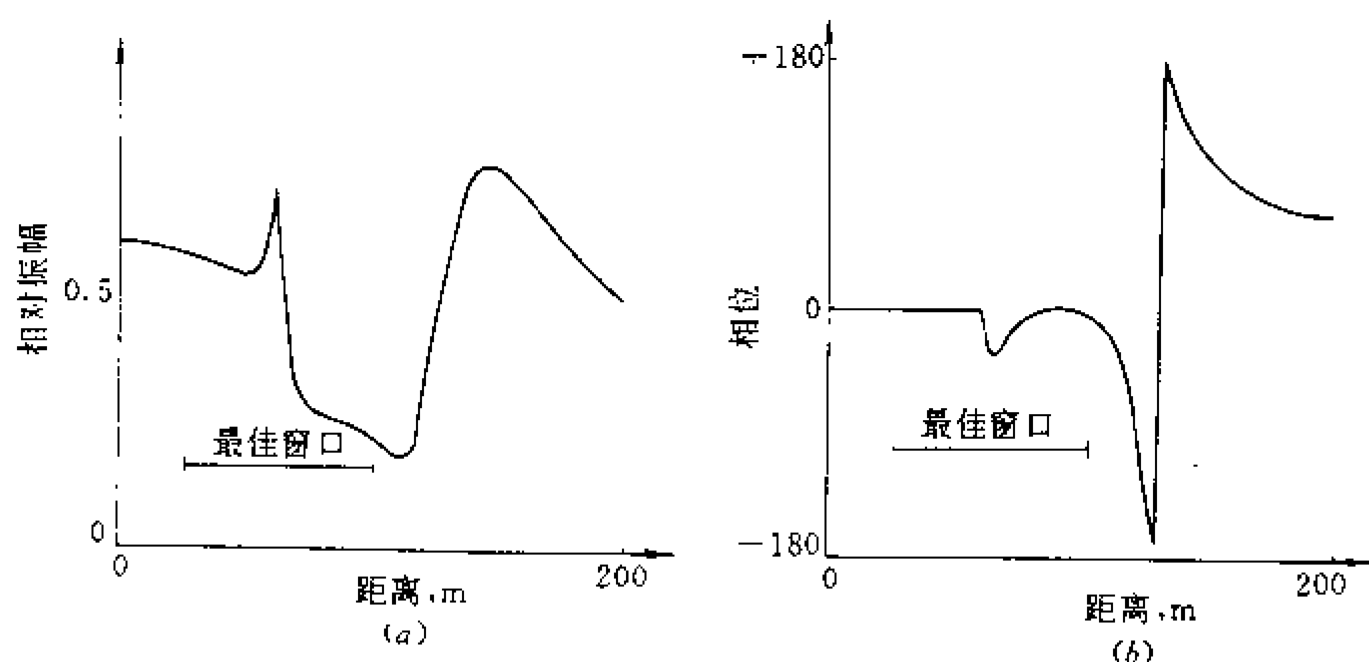


图 9-5　广角反射波振幅相位与炮检距的关系曲线

a—相对振幅曲线；b　相位曲线

4. 多次叠加技术

在地震地质条件比较复杂或外界各种干扰比较严重的情况时，采用一次覆盖（对界面的各反射点，仅进行一次激发和接收的追踪）观测系统，往往不能得到高信噪比的反射记录，这时可采用多次叠加技术（又称多次覆盖技术），以达到有效压制各种干扰波，提高地震记录的信噪比，达到提高地震勘探精度和效果的目的。根据叠加形式的不同，多次叠加的方法可分垂直叠加法、相关叠加法和水平多次叠加法等三类。

垂直叠加法是在地面同一点（或相距很近的不同点）上重复激发，在同一排列上重复接收，利用浅层数字地震仪具有的信号增强（垂直叠加）处理功能，达到增强有效波，压制无规则随机干扰的目的。

相关叠加法与垂直叠加法的区别在于，一般的垂直叠加法是一张张重复激发接收的地震记录在信号增强型地震仪内存储起来，然后相互叠加。重复激发的时间间隔由人工操作决定，一般都远远大于地震记录长度。相关叠加法是使用随机夯锤（内燃打夯机），由计算机控制的（DFSV-Minisosie）数字地震仪进行实时控制和数据处理，重复激发的时间间隔小于记录长度，从而有效地提高了工作效率。

垂直叠加和相关叠加都属简单叠加技术。使用专门的浅层地震仪，垂直叠加的次数有时可提高到几十次，甚至几百次，从而可获得较高信噪比的地震记录。但要求仪器应有较大的动态范围，否则增加垂直叠加次数，往往使仪器记录的浅层强反射波溢出、波形发生畸变。为避免这种现象发生，需合理调整放大器增益或采用具有瞬时浮点增益放大器的地震仪器。

在干扰背景严重、地震地质条件复杂的情况下，浅层反射地震勘探技术近年来还广泛采用了共反射点水平多次叠加技术，该方法与简单叠加技术相比，能够有效地压制多次反射波和随机干扰，在一次覆盖观测系统不能可靠研究地下反射界面时，水平多次叠加法可以改善记录面貌，提高地震记录的信噪比。

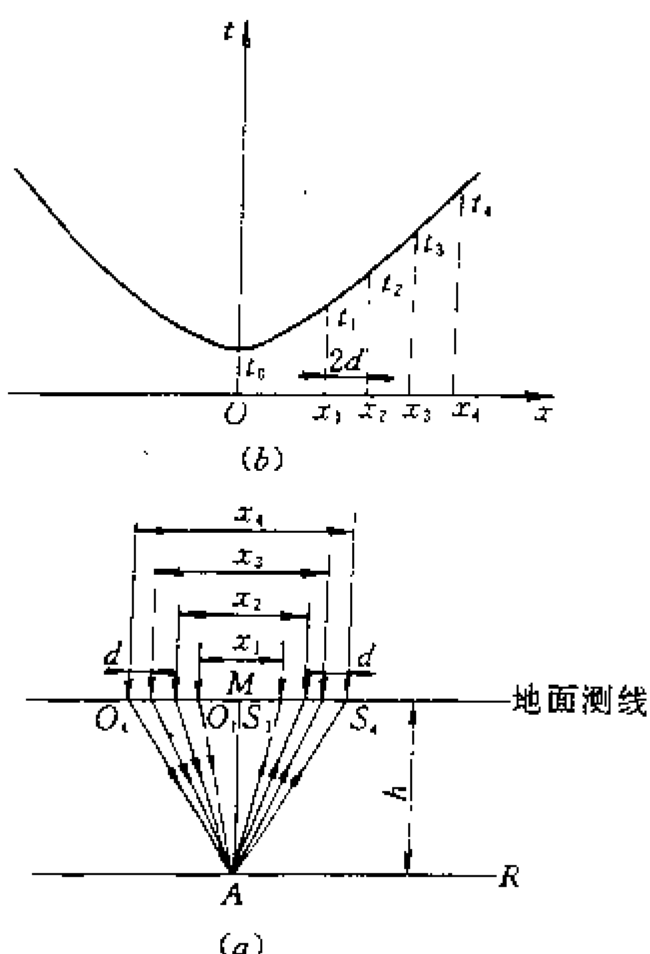


图 9-6 水平界面的共反射点时距曲线及多次覆盖观测法

五、共反射点水平多次叠加的原理及其观测系统

1. 共反射点水平多次叠加原理

共反射点水平多次叠加，亦称水平多次覆盖，在野外是采取多次覆盖的观测系统进行数据采集。设地下有一个水平反射界面 R，埋深为 h，多次覆盖的实现方法是在地面纵测线上进行的。以 M 为对称中心，在 M 点的左侧选择激发点 O_1、O_2、O_3、…、O_n，在对称的右侧选择接收点 S_1、S_2、S_3、…、S_n，根据反射定律，这种对称观测必然得到来自 M 点正下方界面上 A 点的反射。称 A 点为 S_1、S_2、S_3、…、S_n 等地震道的公共反射点，或共中心(M)点，或共深度点。S_1、S_2、S_3、…、S_n 道称为共反射（中心）点叠加道，或为 M 点的共中心（反射）点道集；n 称为叠加（或覆盖）次数。称这种观测方法为共反射点水平多次叠加法。但在实际的野外施工中，并不是一点激发、一道接收，而是设计专门的多次覆盖观测系统，多次激发，多道接收，进行数据采集，然后在室内送入计算机，按共反射点的规律，抽出地下各个公共反射

点叠加道，以组成共反射点的道集，然后进行 n 次叠加。

从图 9-6 可以看出，虽 S_1、S_2、S_3……接收的都是来自 A 点的反射波，但它们的反射路径、炮检距和波的到达时间均不相同，通过图 9-6a 中的简单几何关系，可以画出 A 点的共反射点时距曲线（图 9-6b），其对应的时距方程为

$$t_i = \frac{1}{v}\sqrt{4h^2 + x_i^2} \qquad (i = 1,2,3,\cdots,n) \tag{9-1}$$

式中　x_i ——炮检距；

　　　h ——界面埋深。

显然，式(9-1)与埋深为 h 的水平界面共炮点反射波的时距曲线方程式(7-12)完全类似，都是双曲线形状，但它们在物理意义上有本质区别。共炮点反射波时距曲线反映地下一段界面，而共深度点反射波时距曲线仅反映地下界面上的一个反射点。当式(9-1)中的 $x_i=0$ 时，$t_0=2h/v$ 是共中心点 M 处的法线旅行时间，而不是激发点的法线旅行时间。对于不同的炮检距 x_i，有不同的反射时间 t_i，通过动校正的处理，将各反射时间值 t_i 减去该值与 t_0 时间的正常时差 Δt_i，就使得共深度点道集内所有各记录道上的反射波时间都等于共深度点处的法线旅行时 t_0（图 9-7）。将这些经过动校正之后，来自同一界面反射点的共深度点道集内所有的地震记录叠加起来，利用一次反射波无剩余时差，多次反射波存在剩余时差的特点，使一次反射波的振幅增强了 n 倍，而使多次波和随机干扰得到压制，从而起到突出有效波提高记录信噪比的作用。

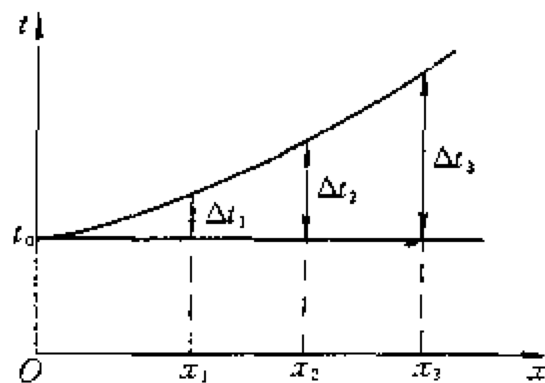


图 9-7　动校正示意图

2. 共反射点水平多次叠加观测系统

现用单边放炮四次叠加为例，来说明多次叠加的观测系统。如图 9-8 所示，一个排列有 24 道接收($N=24$)。炮点位于排列的左侧，与排列上的第一道检波器的距离为一个 Δx($\mu=1$)。每放完一炮，炮点随排列一起向右移动三个 Δx($\nu=3$)，这样就组成了一个四次叠中($\mu=4$)观测系统。

图 9-8 水平横线以上是我国常用的综合平面图，用来表示多次叠加观测系统，将所有的炮点 O_1、O_2、O_3、……和接收点标在同一条水平横线上，代表它们在地面测线上的位置。从各炮点向排列前进的右上方作出一条与水平线呈 45°角的直线，把同一排列上的 24 道接收点分别投影在这些直线上，每一条直线代表一个共炮点接收排列，获得一张原始记录。对照图 9-8 的下半部分可知，对应 O_1 炮点激发的第 19 道、对应 O_2 炮点激发的第 13 道、对应 O_3 炮点激发的第 7 道、对应 O_4 炮点激发的第 1 道，均分别接收到来自 A 点的反射，即 19 道、13 道、7 道、1 道是共反射点 A 的叠加道集。同理，可找到共反射点 B、C、D、E、F 的相应的叠加道集。这样，O_1、O_2、O_3、O_4 四炮只能获得四次叠加的六个公共反射点 A、B、C、D、E、F。如在放完 O_4 炮后，继续放 O_5、O_6、O_7、O_8、……，则可沿测线连续追踪下去，获得一张连续的四次叠加剖面。现将图中的共反射点 A、B、C、D、E、F、……改写成 1、2、3、4、5、6、……，把炮点 O_1、O_2、O_3、O_4、……改写成 1、2、3、4、……，它们相应的叠加道集与共反射点的对应关系如表 9-1 所示。

在这种表示观测系统的综合平面图中，垂直于地面（水平线）的直线与共炮点线的交点

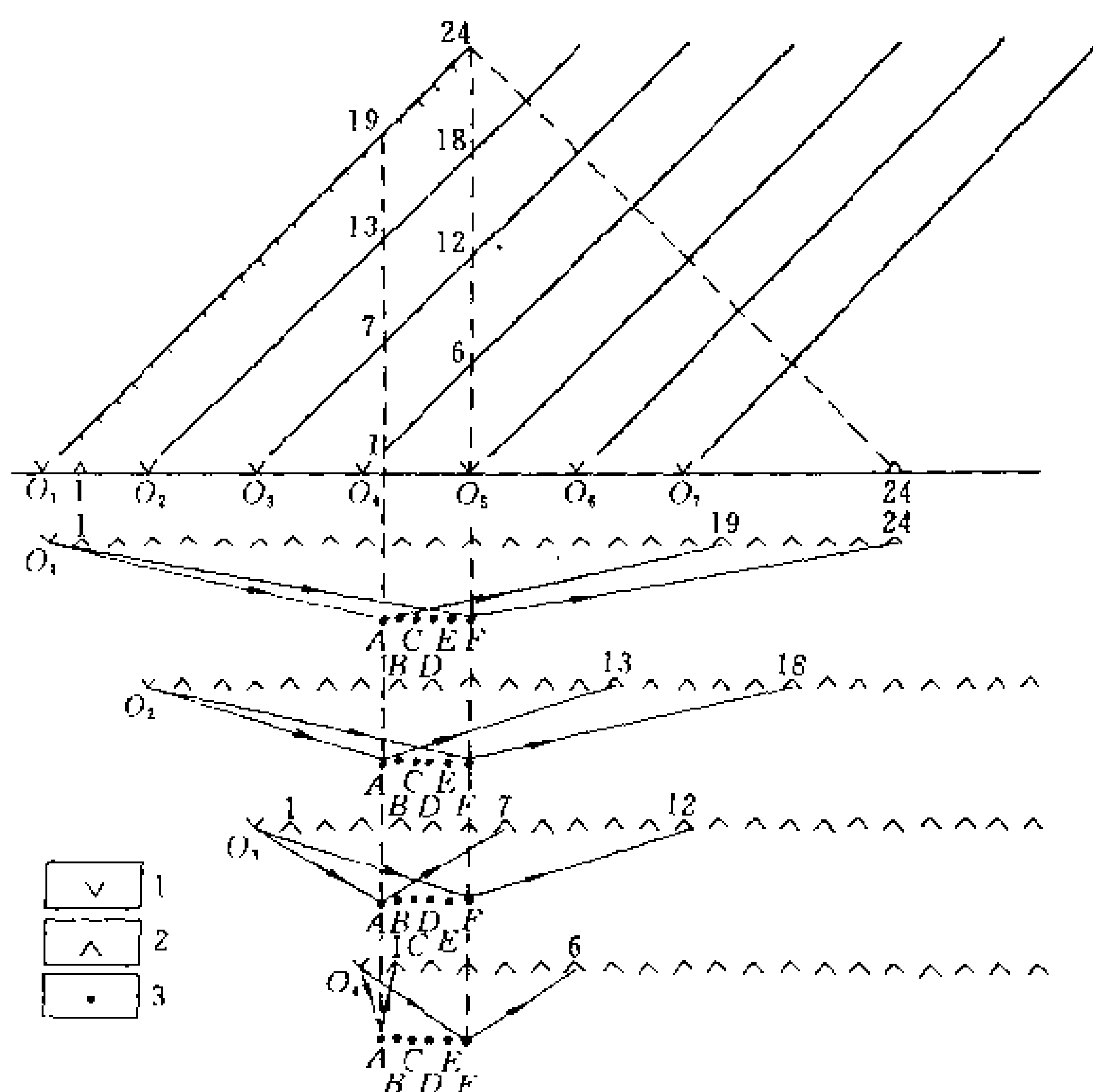


图 9-8 单边放炮四次叠加观测系统

1—炮点；2—检波器；3—反射点

（图 9-8 中对应的 19、13、7、1 道的交点）在地下的投影，就是水平界面上公共反射点(A)的位置。如果是倾斜地层，叠加道集中的各道在界面上的反射不再是一个公共点，而是对应一个小的反射段。上述交点仅能代表地面上共中心点(M)的位置。

表 9-1 炮点、共反射点、叠加道对照表

共反射点 / 叠加道 / 炮点	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
1	19	20	21	22	23	24																								
2	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24																		
3	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24												
4	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24						
5							1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
6													1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
7																			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
⋮																									1	2	3	4	5	6

六、地震波的激发和接收

地震反射波的激发与接收是浅层地震勘探的重要环节。野外采集到的地震原始数据质量的好坏不仅与测区地震地质条件和采用的仪器设备有关，而且还与地震波的激发和接收

有关。

1. 地震波的激发

在浅层反射波法地震勘探中，为了提高探测精度，必须设法突出地震反射波频谱中的高频成分，提高反射地震记录的分辨率。震源激发的地震波其品质除与激发介质的地质条件有关外，更重要的是取决于震源能否激发出人们为提高分辨率而期望的频率和能量。此外，还要求震源在激发有效波的同时，尽量设法降低和压制其他干扰。这样，为了获得高分辨率的地震资料，就需要采用频带宽、高频成分丰富的震源。

若勘探目的层较深，多使用炸药作为震源。野外实践表明，把炸药放在井中潜水面以下激发，不但可以有效压制声波、面波等低速干扰，更重要的是可以避开地表低速风化层对高频成分的严重吸收衰减作用，取得高信噪比的地震反射记录。

在工程水文地质调查中，由于反射目的层较浅，大都采用非炸药震源，如锤击、夯击、落锤、电火花等。这些震源大都在地表激发，为获得较高的激发频率和能量，应尽量选择在含有粘土的地表介质中激发；潮湿、坚实的介质有利于激发高频成分，而疏松干燥的厚层砂、砾石或淤泥对高频地震波吸收衰减严重，所以要避免在此介质中激发地震波。

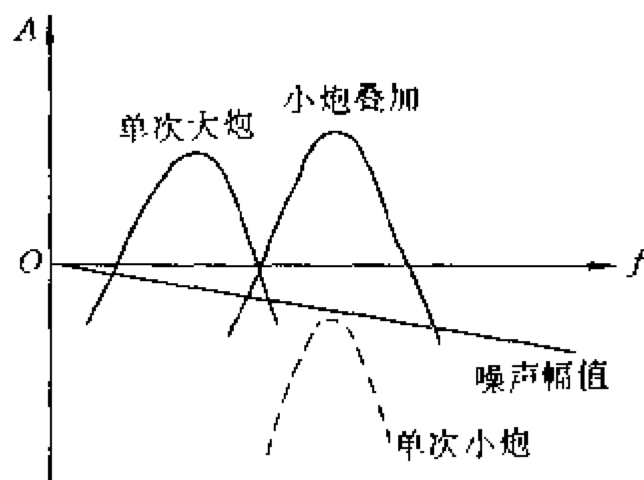


图 9-9 小能量激发叠加效果示意图

浅层反射地震勘探通常多采用小能量激发、多次垂直叠加的方法技术。高分辨率子波应具有较宽的频带，较高的截频和较短的延续时间。实践与理论研究表明，地震子波的主频和频带宽度与震源的激发能量有关，激发的能量越强，激发产生的地震信号的主频越低；反之，激发能量小，其产生的地震信号高频成分丰富。同时，小能量多次激发，垂直叠加也有利于减弱声波、面波等近震源干扰，提高地震记录的信噪比和分辨率（图 9-9）。

2. 地震波的接收

对于浅层反射波法，如何接收高频地震波，提高地震勘探的分辨能力是野外工作中的关键。

1）关于检波器的频率特性　为了获得浅层高频反射地震记录，首先要采用自然频率高的检波器进行接收。利用检波器高频响应好、低频响应差的特性，突出高频有效波，压制低频干扰波，补偿因大地对地震波高频成分的严重衰减吸收作用而造成低频信号相对增强的现象。从而使检波器的频率特性曲线保持平坦，达到高频、宽通带接收地震波，有利于提高地震记录的分辨率。

2）检波器的安置条件　所谓检波器的安置条件，实质上是检波器与地面耦合的问题，这种耦合构成了检波器—地面振动系统，地震波频率越高，检波器外壳随地面振动的一致性就越差，输出的高频波形畸变就越严重。在检波器与大地耦合较差时，这种畸度将影响高频有效波。该耦合振动系统的特性与检波器的重量、检波器与土地的有效接触面积、地面振动幅度以及地面的弹性模量有关。图 9-10 中的曲线 1 是牢固埋置长尾锥检波器的耦合效果，可以看出，它的频率响应是平坦的；埋置条件不好的曲线 4，则对波的高频成分造成严重衰减和相位变化。

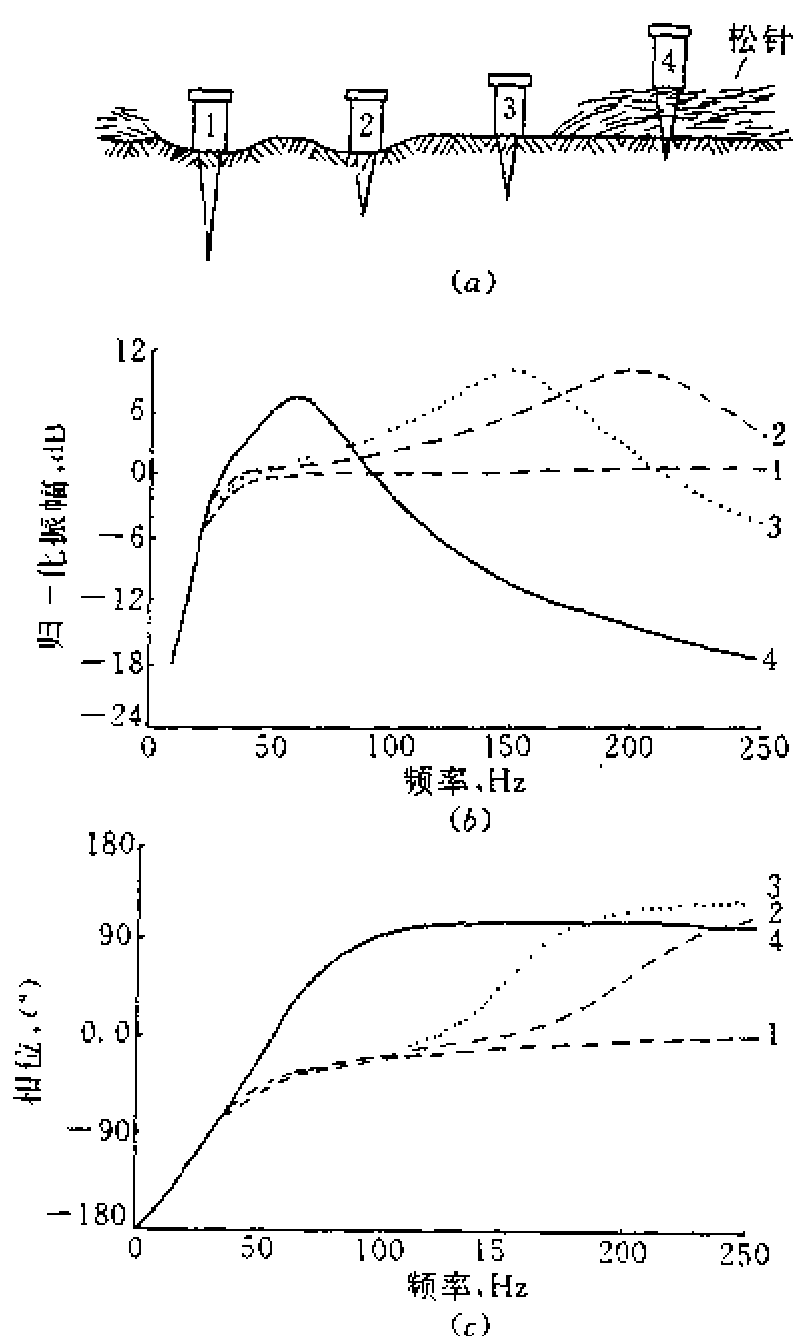


图 9-10 检波器埋置质量不同和尾锥长度不同的效果

a—检波器与大地的不同耦合条件;*b*—不同耦合条件下的检波器频率响应;*c*—不同耦合条件下的检波器频率与相位的关系;1—最好耦合,0.14m 长的尾锥埋置在挖过的土坑中;2—好的耦合,0.03m 长的尾锥埋置在挖过的土坑中;3—较好的耦合,0.03m 长的尾锥埋置在粗扫过的地表里;4—坏的耦合,0.03m 长的尾锥埋置在未做任何处理的地里

为了减小检波器输出的高频畸变,野外能够采取的措施就是把检波器埋直、深埋在潮湿、致密坚实的土壤或岩石中。

3)组合检波 组合检波是在每一个地震道上都采用 2 个或 2 个以上的检波器,按一定形式(直线或面积)安置在排列上,同时接收地震波,将它们所接收的地震信号叠加起来,作为某一道地震信号的输出。组合检波是利用波的传播方向的不同,即视速度不同的波所产生的方向效应来压制干扰波,同时组合检波也具有压制随机干扰的统计效应。如图 9-11 所示,S_1、S_2 是安置在排列某道的两个检波器。设地震波在 t 时刻到达 S_1 点,在 $t+\Delta t$ 时刻到 S_2 点,此时将这两点接收的地震讯号相加后输入某道放大器中,作为该两道中点的地震信号。显然,地震信号相叠加的结果与波到达 S_1、S_2 两点的时差 Δt 大小有关。从图中可知,来自深处的反射波,其传播方向接近垂直地面入射,因此视速度 v^* 非常大,而沿测线方向传播的面波,视速度 v^* 比较小,如果适当调整 S_1 和 S_2 两点处检波器的距离 Δx,使面波到达两接收点的时差为面波视周期的 1/2,即 $\Delta t=T/2$;而反射波到达该两点的时差 $\Delta t \to 0$,比反射波的视周期小的多,$\Delta t/T \to 0$。这样,两检波器输出信号的叠加结果,就使反射波的合成振动振幅比组合前几乎增大 1 倍,而时差 Δt 大的面波合成振动的振幅得到了最大限度的压制。从而可以看出,组合检波压制沿地表传播的面波,增强了近于垂直入射的反射波的方向效应。

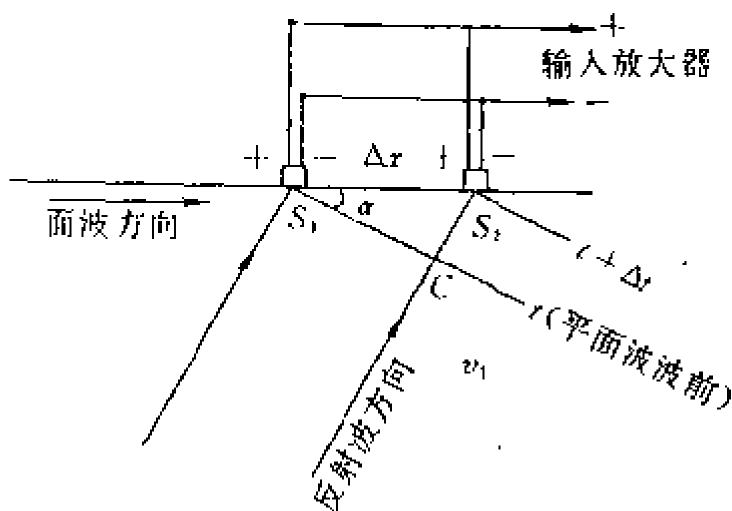


图 9-11 组合检波原理图

第二节 反射波法的资料解释

从直达波、折射波和反射波的时距关系可知,反射波法是观测直达波或浅层折射波之后

的续至反射波。同时，又因为浅层反射波法要求分辨率高、干扰因素多，所以浅层反射波法的野外工作方法和资料处理解释方法都比折射波法复杂。

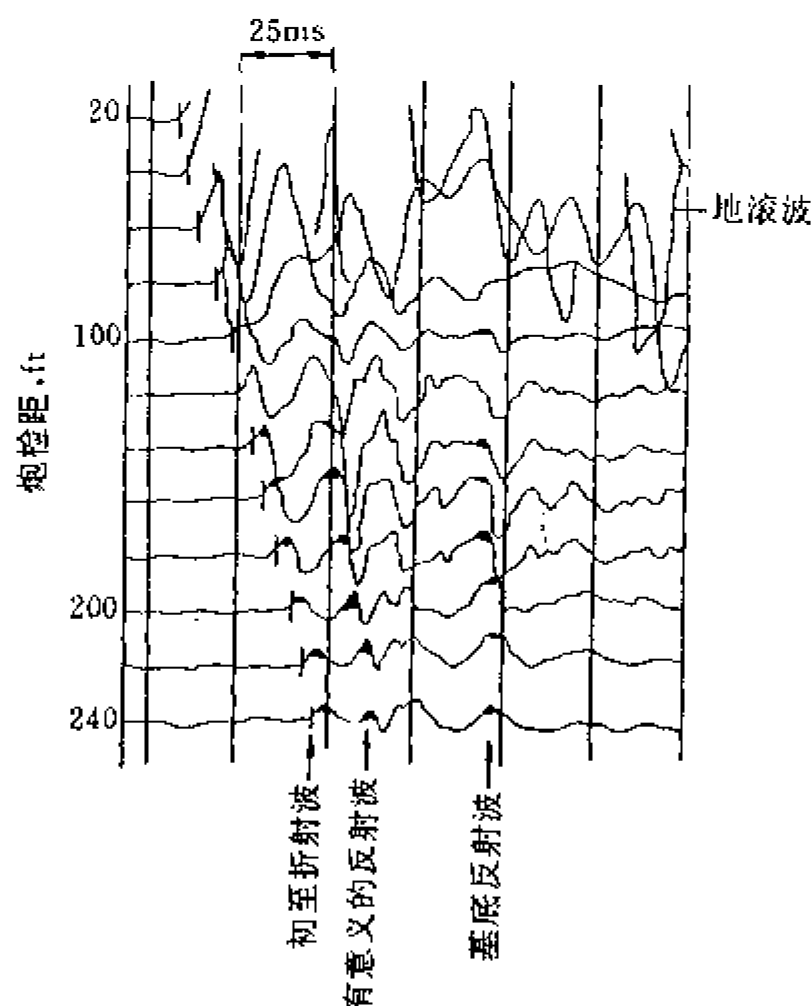


图 9-12 浅层反射地震记录

一、浅层反射波的识别

在地震记录上，浅层反射波的到达时间与直达波、浅层折射波的到达时间相差较小，而且易受低视速度的声波、面波等强振幅干扰。这样在强干扰背景下，识别浅层反射比识别中、深层反射波困难的多。

图 9-12 是一张共炮点浅层反射地震记录，可以看出，对于同一分界面的反射波比直达波和初至折射波都晚到达。在这种干扰背景下，它没有初至折射波那样容易识别。尤其在近炮点附近的接收道，反射波与直达波、折射波的时差小，又有面波的干扰，各种波相互干涉很难辨认。因此，浅层反射波法必须根据反射目的层的埋深，通过试验，选择最佳观测系统和接收条件，使反射波与其他规则干扰波不发生干涉，以保证可靠对比。

识别浅层反射波进行波的对比有以下标志：

(1)同一界面反射波波形特征的相似性和各相邻道波形的同相性。

(2)同一界面反射波能量、振幅的突出特征。

(3)不同深度界面反射波时距曲线(表现在地震记录上的同相轴)视速度的差异。

由于浅层反射波法多采用较短的接收排列，若地下界面产状平缓，且地层的层速度在较短的接收地段内变化不大，因而地下界面反射波的时距曲线在 t^2-x^2 坐标系中呈直线分布，这一特征也是识别浅层反射波的重要标志。

二、地震波速度的野外测定

地震波速度是地震勘探中的一个关键参数。地震数据处理和地震资料解释的精确度，主要取决于速度参数的准确性。反射波法速度的测定方法主要有野外测定和室内计算机作速度分析两种方法。但是，由于浅层反射地震记录采用的排列短、道间距小，速度分析很难准确求取地震波速度，因此在野外测定地震波速度，对于正确解释浅层反射地震资料很有意义。

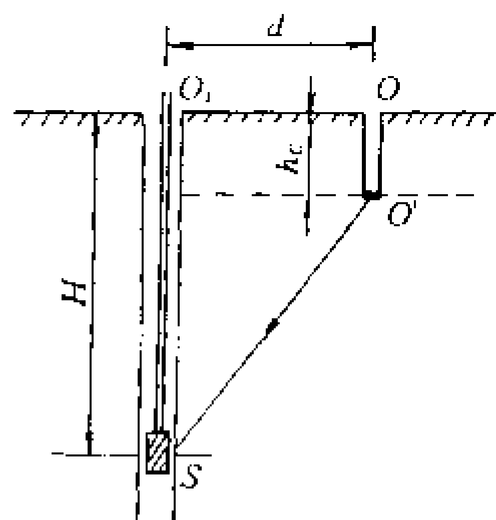


图 9-13 地震测井示意图

1. 地震测井

地震测井是利用勘探钻孔，在井口附近激发，把检波器放在井中不同深度接收，求取地层速度的一种工作方法。如图 9-13 所示，设地面以下 O' 点为激发点，激发深度为 h_C，激发点距钻孔水平距离为 d，测井检波器沉放深度为 H。震源到测井检

波器的距离为 $O'S$，若用 $O'S$ 近似代替透射直达波的实际传播路径，并且岩层的波速为各向同性时，则检波器在任何深度 H 处所得到的波的旅行时间 t_S 与波垂直沿 O_1S 的传播时间 t（称为垂时间）之间的关系为

$$\frac{t}{t_S}=\frac{H-h_C}{O'S}$$

将实测时间 t_S 换算成垂直时间 t，于是有

$$t=\frac{H-h_C}{O'S}\cdot t_S=\frac{H-h_C}{\sqrt{d^2+(H-h_C)^2}}\cdot t_S \tag{9-2}$$

将不同深度 H 观测时所记录的透过波的初至时间 t_S 及相应的 d 和 h_C 代入式(9-2)，便可算出每个观测深度 H 所对应的垂直时间 t。于是建立了 t-H 的关系，这就是垂直时距曲线（图 9-14 第四象限），曲线表示出 t 值随 H 值的变化规律。在已知 H、t 的情况下，根据式(9-3)可算出各个深度以上地层的平均速度值。即

$$\bar{v}=\frac{H-h_C}{t}=\frac{\sqrt{d^2+(H-h_C)^2}}{t_S} \tag{9-3}$$

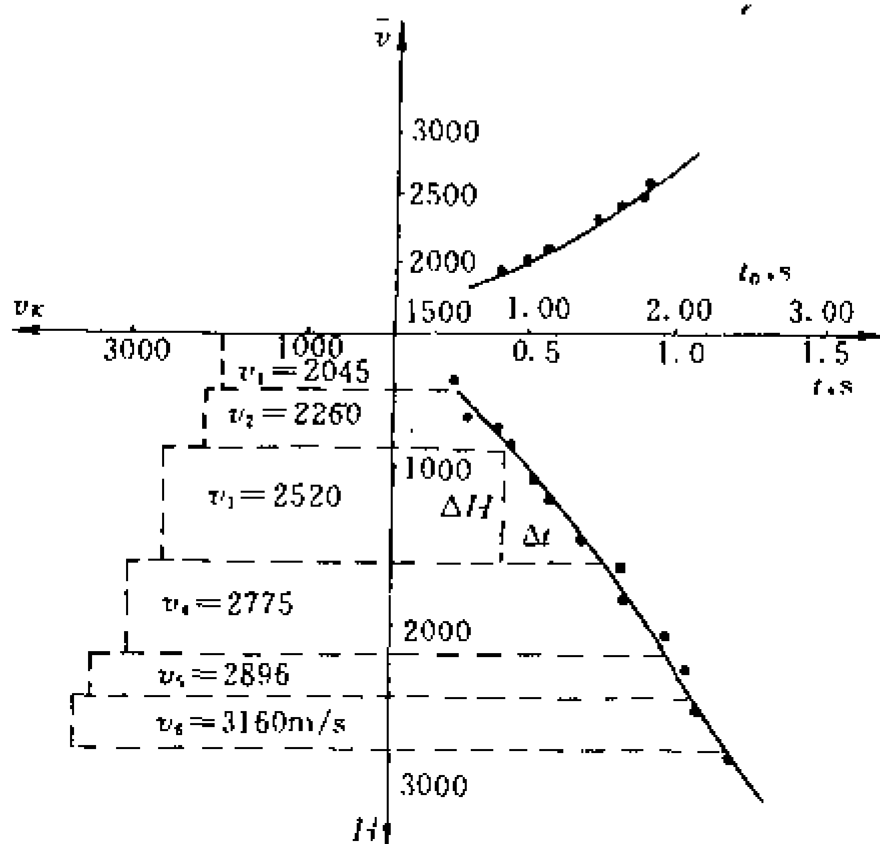


图 9-14 地震测井综合速度图

再将 t 换算成 t_0（双程时间），即得到 $\bar{v}$-t_0 的关系曲线（图 9-14第一象限），显示出平均速度随 t_0 的变化规律。

当地层剖面的层速度有明显差异时，垂直时距曲线将表现为许多斜率不同的折线段，每一段折线反映了一种层速度的地层，折线段斜率的倒数就是这一地层的层速度 v_i。即

$$v_i=\frac{\Delta H_i}{\Delta t_i} \tag{9-4}$$

利用这一关系可以求出各层的层速度 v_i，在图 9-14 中第三象限作出 v_i-H 曲线，它反映出层速度随深度增大的变化规律。

此外，还有一种通过声波测井求速度的方法。与地震测井相比，声波测井精度一般没有地震测井高。

2. 扩展排列接收求速度

在实际工作中，很多地区没有钻孔，不能采用地震测井法求取地层速度。此时，可采用扩展排列接收方法求取地层速度。

当地下介质呈水平层状时，从多层介质的反射波时距曲线方程式(7-23)

$$t^2=t_0^2+\frac{x^2}{\bar{v}_n^{\,2}}$$

出发，在 t^2-x^2 直角坐标系中作图，于是便可得一条直线，显然直线的斜率为 $1/\bar{v}_n^2$，截距为 t_0^2。根据该直线的斜率可求得均方根速度 $\bar{v}_n$。但对于规则的反射界面，如果没有足够长的接收排列，提供较长的、可靠的反射波时距曲线，那么利用这种方法求得的速度值就不够精确。

因为在浅层反射波法中，多采用短排列、小道间距，所以为了使用 t^2-x^2 方法能够较准确地求取地层速度，就要专门设计一个较长的扩展排列，既要使排列最远道的旅行时间与垂直反射时间 t_0 有明显的差别，又要使反射波不发生相互干涉，以保证远道反射波的可靠对比。

三、浅层反射波地震资料的数字处理与解释

在野外采集的浅层反射波地震资料，除少数信噪比很高的一次覆盖地震记录可以直接用于对比解释或人工构制地震剖面图外，多数地震资料，尤其是多次覆盖地震资料都必须在计算机上进行滤波、校正、叠加等一系列的数字处理，以压制干扰波，提高信噪比，在获得可靠的反射波时间剖面后，才能作进一步的地质解释。

1.浅层反射波地震资料的数字处理

目前浅层反射波地震资料的处理，有的在微机上进行，有的则必须在专门的计算站处理，其主要内容有：

1)地震资料的输入、显示和初至切除　各类浅层数字地震仪在野外所采集的地震数据都按一定格式存储在磁盘或磁带中，在室内必须先将各测线的地震记录依次逐个输入计算机中，转换成处理系统要求的格式和道集，在数据输入后，还应在计算机上，将记录逐张显示出来，以检查记录质量，并选择处理方法。在全面检查记录的过程中，对于不正常记录道(干扰严重、死道等)，以及无意义的初至记录段等应进行切除(将其数据充零)，以减小干扰，提高资料的处理质量。

2)校正处理　它分为静校正和动校正两大类。前者是为了消除表层不均匀性的影响；后者是为了校正因炮检距不等于零而存在的正常时差。

经过静、动校正处理的地震记录，就成为可供地震解释用的时间剖面。在浅层地震勘探中，若地表平坦、岩性均一，利用时距曲线就可直接进行波的对比和构制反射界面时，亦可不做校正处理。

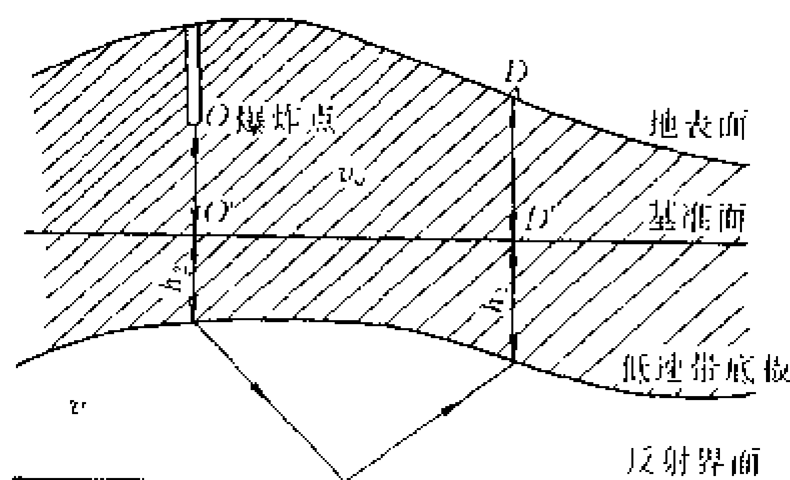


图 9-15　静校正示意图

静校正　几何地震学的理论都是假设地面水平，震源和接收点在同一平面内，且反射界面的上部是均匀介质为前提的。若地表起伏不平，地表介质不均匀都会严重影响地震剖面的质量和精度。为此，需要进行地表因素的校正，即静校正，它包括地形校正、井深校正和低速带校正。如图 9-15 所示，先在适当位置选择一个基准面，然后将各爆炸点和接收点都校正到基准面上去。具体校正计算方法如下：

如图所示，设低速带速度为 v_0，接收点在基准面上的高程为 h_D，爆炸点与基准面的高差为 h_0，爆炸点 O 与接收点 D 在基准面上的投影响分别为 O' 和 D'，D' 和 O' 与低速带底界面的高差分别为 h_1 和 h_2。则

地形校正值
$$\Delta t_{地} = \frac{h_D}{v_0} \tag{9-5}$$

井深校正值
$$\Delta t_{井} = \frac{h_0}{v_0} \tag{9-6}$$

低速带校正值

$$\Delta t_1 = \frac{h_1}{v_0} - \frac{h_1}{v}$$

$$\Delta t_2 = \frac{h_2}{v_0} - \frac{h_2}{v}$$

$$\Delta t_{低} = \Delta t_1 + \Delta t_2 = (\frac{h_1}{v_0} - \frac{h_1}{v}) + (\frac{h_2}{v_0} - \frac{h_2}{v}) \tag{9-7}$$

式中 v——反射界面以上、低速带以下介质的速度。

总的静校正量为

$$\Delta t_{静} = \Delta t_{地} + \Delta t_{井} + \Delta t_{低} \tag{9-8}$$

在进行静校正时，只要将各道的记录时间减去 $\Delta t_{静}$ 就完成了静校正。静校正的精度取决于地形测量和低速带测量的精度。

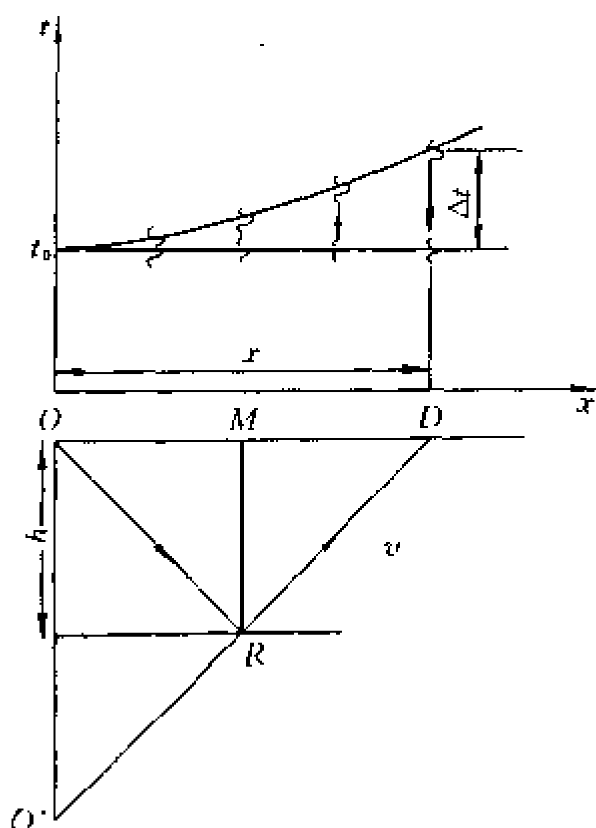


图 9-16 动校正示意图

动校正 根据前已述及的式(7-12)，如图 9-16 所示，在 O 点激发，水平界面上任一点 R 反射，地面 D 点接收的反射波旅行时间 $t=\frac{1}{v}\sqrt{4h^2+x^2}$。当 $x=0$，即在自激自收点 O，有垂直反射时间(回声时间)$t_0=2h/v$。因为水平界面上各反射点的回声时间 t_0 都是一样的，所以任一接收点反射波的旅行时间 t 与 t_0 之间存在一个正常时差

$$\Delta t = t - t_0 = \frac{1}{v}\sqrt{4h^2 + x^2} - \frac{2h}{v}$$

$$= t_0(\sqrt{1 + \frac{x^2}{v^2 t_0^2}} - 1) \tag{9-9}$$

可见，正常时差 Δt 随炮检距 x 而变化。如果将每一个接收点的时间减去它所对应的正常时差 Δt，就可都得到 t_0 值，这个过程叫动校正。

倾斜界面反射波时距曲线经动校正后的情况与水平界面类似，是一条与界面类似镜像关系的倾斜直线。当时间轴与剖面深度轴方向取一致时，该倾斜直线形状就与界面形态基本一致。动校正的过程是在给定速度参数值后，由计算机自动完成的，并

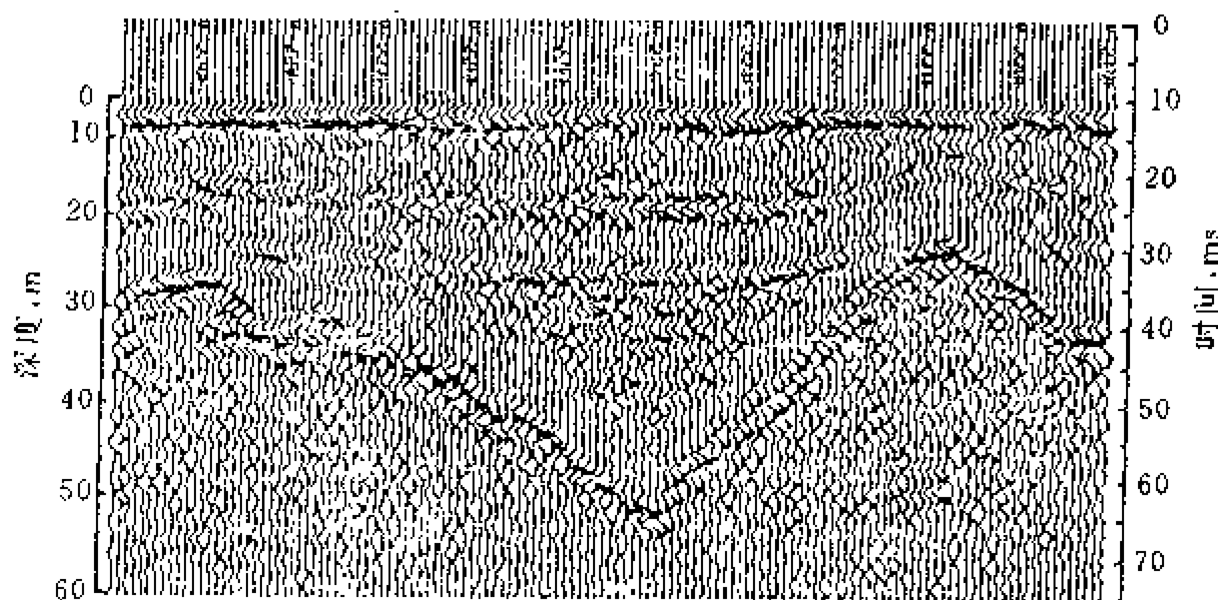


图 9-17 地震时间剖面

以时间剖面的形式显示出来(图 9-17),它可以反映界面相对的起伏或构造形态。但需注意,倾斜界面情况下时间剖面上的反射波同相轴,代表法线方向反射波的垂直反射时间值,它所显示的位置与深度剖面上下对应的反射界面相比,其位置、倾角、长度都不完全一致,而是向下倾方向发生了偏移。如果直接把时间剖面上的倾斜同相轴当成实际的地质反射界面,将会造成许多假象。为了得到正确的解释结果,上述的时间剖面,在必要时可进行偏移校正或偏移处理,将同相轴所对应的各反射点进行空间归位。

3)水平叠加　经过动静校正后的地震记录,共深度点道集内各记录道上有效波的正常时差已被校正,而随机干扰波仍然无规律,多次波虽经动校正但仍存在剩余时差。此时若将同一共深度点道集来的反射波同相对齐,进行水平叠加,则所形成的叠加道就可以压制或消除随机噪声、衰减多次波,有效地提高地震记录的信噪比。

设有 n 个属于同一共深度点道集的记录道 x_i,则

$$x_{\sum i} = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}(x_{i,j}) \tag{9-10}$$

式中　i——抽样序号;

j——共深度点道集内记录道的序号;

$x_{i,j}$——经动、静校正后的第 j 道第 i 个地震波振幅离散值;

n——同一个共深度点道集内的记录道数(叠加次数)。

水平叠加数据处理效果的好坏与动、静校正和不正常道的剔除等因素有关,特别是有效波能否同相叠加与动校正处理的精度关系密切,而动校正的精度又与速度参数有关。显然,只有采用最佳速度进行动校正,使剩余时差为零,才能使叠加道的幅度最大,过高、过低的动校正速度都影响叠加道集内反射波的同相叠加。采用的速度值精度越低,其叠加效果就越差,理论研究可以证明若进行了最佳动、静校正处理,叠加后地震记录的信噪比将改善 $\sqrt{n}$ 倍(n 为叠加次数)。

4)速度谱　速度是浅层地震勘探的重要资料。动校正以及后面内容将要涉及到的偏移、时深转换等处理都要以速度为参数,速度还可以直接用来进行地层岩性以及地质构造的解释。以往求速度的方法有地震测井、声波测井,还可以用观测到的反射波时距曲线计算速度。前两种方法测区必需具备深井,后一种方法因精度低而被淘汰。水平多次叠加法的出现和计算机数据处理的应用,出现了速度谱,用它可以方便地进行速度分析,获得丰富准确的最佳速度资料,亦称叠加速度资料。前已述及,动校正速度是否等于叠加速度将直接影响叠加效果,于是启发人们在计算机上可用“试”的方法来求叠加速度谱。即首先在测区内的地震记录中选信噪比高,记录面貌好的共深度点道集的地震记录,用不同的速度进行动校正,然后进行叠加,这个过程称为速度扫描。进行速度扫描所用的速度称为扫描速度,扫描速度应随深度而变化。确定扫描速度变化曲线的方法很多,如可以首先确定一条随深度变化的速度曲线,再作出与其对应的动校正量曲线,在这条曲线周围以某个动校正量的增量扩展为扫描动校正量曲线簇。按该曲线簇对某共深度点道集的地震记录进行速度扫描,其中必然有以最佳速度进行动校正的反射波,在叠加后得到最强的叠加能量,这个最佳速度就称为最佳叠加速度。图 9-18 所示,横坐标 t 和纵坐标 v 分别为时间和速度系列,垂向为叠加能量的大小。其中,峰值为能量团,每个能量团都反映了一个较强的反射信息和相应的叠加速度。

速度谱的应用主要有以下几个方面:

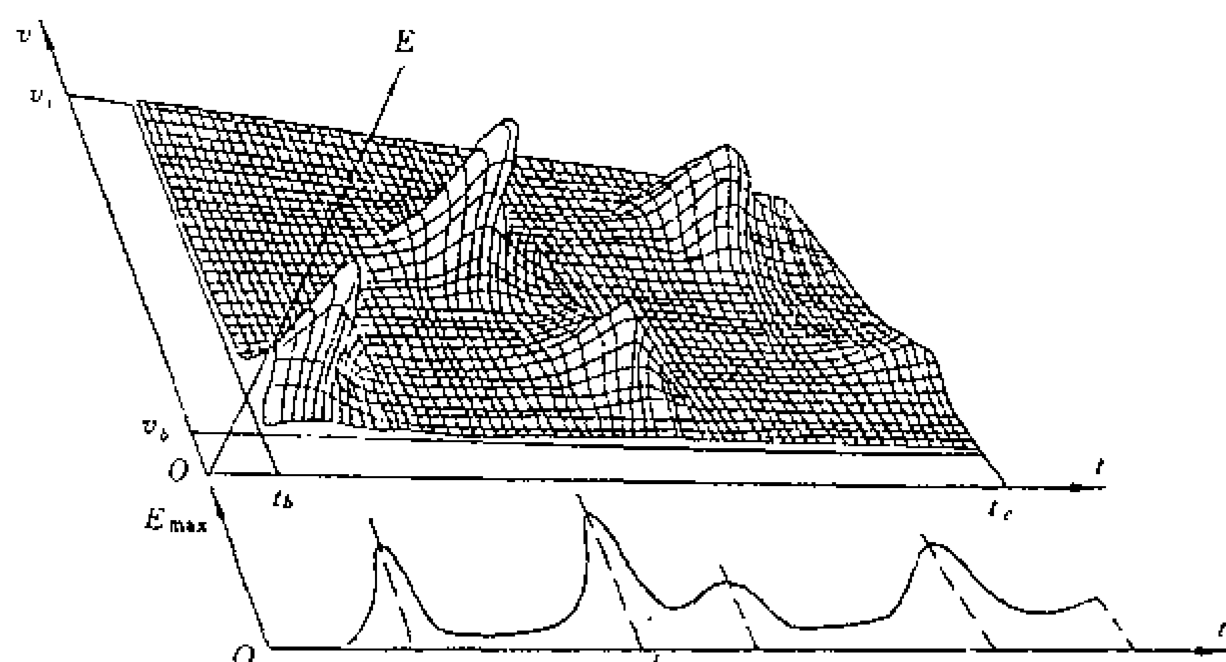


图 9-18 速度谱三维透视示意图

(1)确定动校正用的最佳叠加速度。根据速度谱和能量曲线,可以检测出所有一次反射及相对应的最佳叠加速度。在速度谱上一般可以按能量团的分布趋势连出一条 v-t_0 曲线,供该速度谱道集附近的地震记录作为动校正的依据。

(2)识别多次波,提供压制多次波所需的速度参数。在速度谱上作出 v-t_0 曲线后,发现在该速度曲线的左侧有一些低速的能量团,这往往是多次波的反映。根据多次波所出现的 t_0 时间和对应的速度,与较浅层的强反射界面进行比较,还能估计多次波的旅行路程,并提供压制多次波所需的有关参数。

(3)检查多次叠加剖面的质量。在每张速度谱展开图上(图 9-19)都附有一条 t_0 时刻谱线极大值随 t_0 变化的曲线,即能量曲线。该曲线上的极值是各种波叠加后能量的反映,其中有有效波、断面波、绕射波等。一般情况下,根据能量曲线可以判别出有效波出现的时间及能

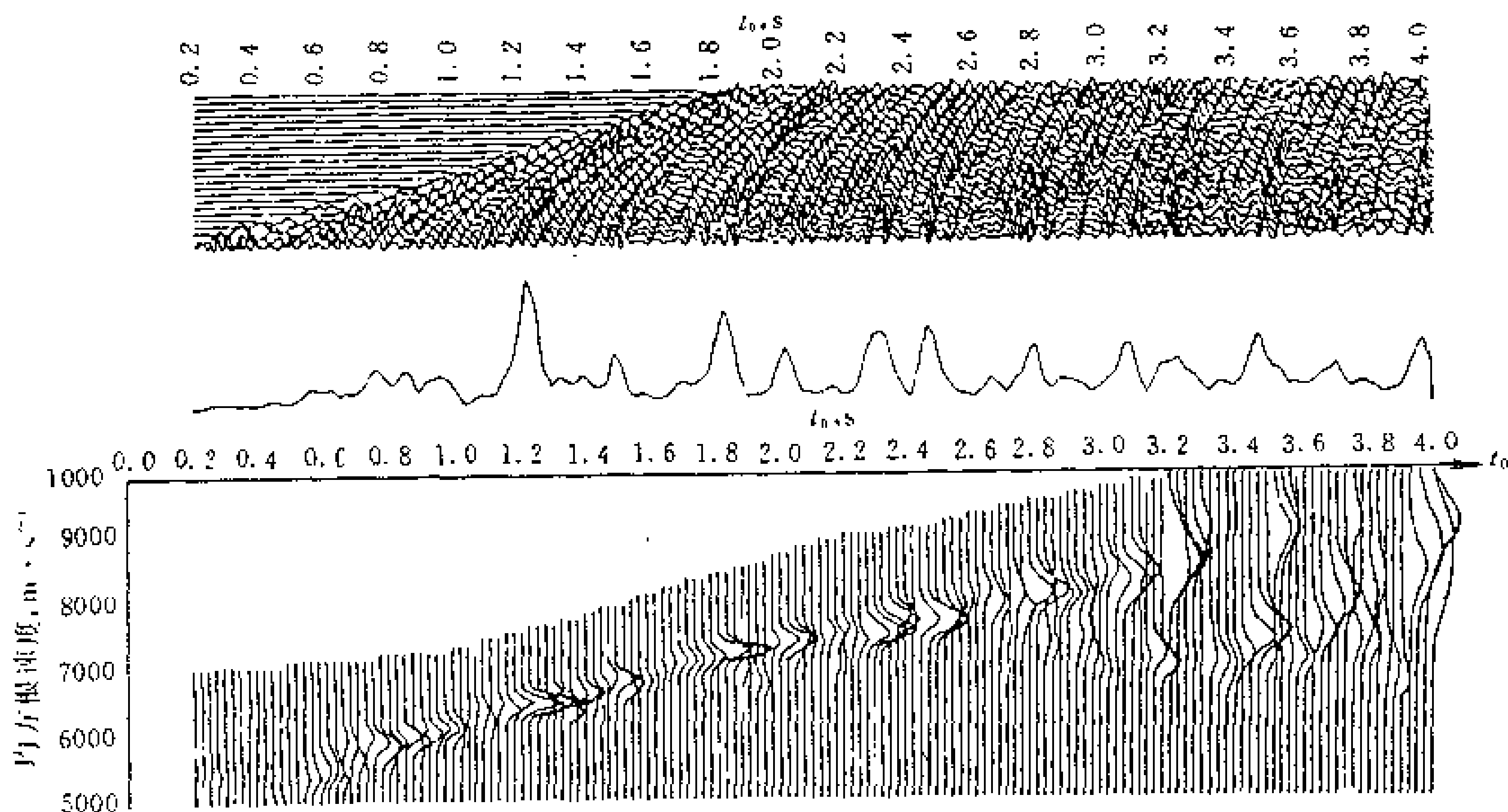


图 9-19 速度谱展开图

量的变化情况。

(4)计算层速度。若作速度谱的地段反射界面近似水平(如倾角小于 5°)这时叠加速度近似等于均方根速度,因此可用下式计算主要层的层速度。

$$v_i = \sqrt{\frac{v_{R_i}^2 \cdot t_{0i} - v_{R_{i-1}}^2 \cdot t_{0i-1}}{t_{0i} - t_{0i-1}}} \qquad (i = 2,3,\cdots) \tag{9-11}$$

式中 v_i——第 i 层介质的速度;

v_{R_i} ——第 i 个反界面以上介质的均方根速度;

$v_{R_{i-1}}$ ——第 $i-1$ 个反射面以上介质的均方根速度;

t_{0i}——第 i 个反射界面的回声时;

t_{0i-1}——第 $i-1$ 个反射界面的回声时。

(5)绘制速度剖面和层速度剖面,进行地震剖面的地质解释。如果在剖面上有足够多的叠加点,算出许多速度谱展开图,就可以以叠加点号为横坐标,以回声时间 t_0 为纵坐标,标上各叠加点的各个 t_0 的均方根速度值,作出该速度等值线图,即为速度剖面图。

在层速度的基础上,以 t_0 为纵坐标,以叠加点号为横坐标,用不同的符号或颜色代表不同的层速度,就可画出如图 9-20*a* 所示的层速度剖面图。有了层速度剖面,再结合地质及钻探资料,就可得到如图 9-20*b* 所示的岩性结构地质剖面图。

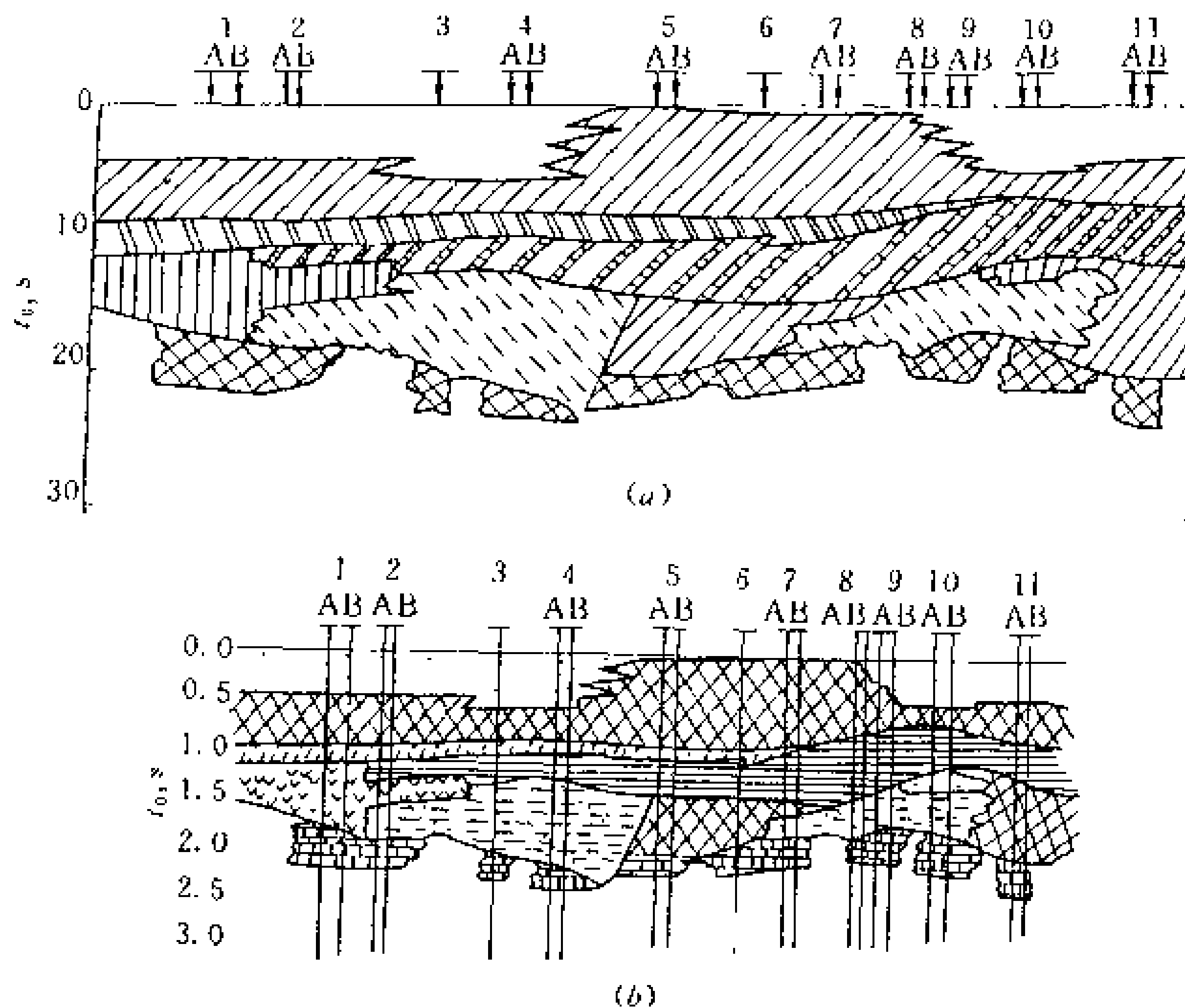


图 9-20 层速度剖面及岩性结构地质剖面图

a—层速度剖面;*b*—岩性结构地质剖面

5)频谱分析 由时间域函数通过傅氏变换求得相应的频率域函数的过程称为频谱分析。在地震勘探中,各地震道的原始记录都是时间的函数。为了分析有效波与干扰波在频率成分上的差异,可以对这些时间函数信号进行频谱分析,以利用滤波的方法,压制干扰波,突出有效波,提高地震记录的信噪比。同时,有效波频谱的特点往往还可以用来进行岩性解释。

地震波在激发和接收时，实际上会受到各种干扰波的干扰，还受到各种地质条件、激发接收条件等影响，受这些因素影响，地震波的频谱特征也有差别，概括起来有如下特征：

(1)面波频谱的峰值偏低，这与有效波存在较明显的差别；声波频谱峰值偏高，与有效波的频谱范围有较宽的重叠。

(2)地表松散层(低速带)对地震波的高频成分有吸收作用，反射波的频率随着低速带厚度的增加而降低。当低速带较薄或表层速度较高时，获得的反射波频率较高。

(3)浅层地震地录中的外界相干干扰波、多次波与有效波的频谱差别不大。

(4)高速薄层反射波频率偏高。

(5)微震噪声频带较宽。

(6)横波比纵波频率低且频带窄。

由此可知，有效波与面波、微震等干扰波在频谱上有明显差异，利用这种差异采用频率滤波可以压制这些干扰波；声波、多次波与有效波的频谱重叠部分较宽，采用频率滤波的方法不能有效压制这类干扰波。因此，频率滤波压制干扰波的能力有限。

6)数字滤波　地震勘探中的滤波，一般是指在地震记录上保留有用的反射波信号，压制或去除干扰波。在数字滤波出现之前，多采用由电阻、电容、电感组成的电滤波器在仪器上进行频率滤波。当输入信号的某个频率成分与电滤波器的固有频率相符合时，产生谐振输出，而输入中的其他频率成分则被旁路滤除。这种滤波器的缺点是电路结构固定，滤波陡度小，滤波特性不能灵活选择。随着数字地震仪的更新换代，用计算机实现的数字滤波在很大程度上克服了这种缺点。

数字滤波是靠计算机对输入的离散数字信号进行某些数学运算来达到滤波目的。只需改变数学运算的某些参数就可改变滤波器的滤波特性。若有效波与干扰波存在不同的频率特性，则可在计算机上使用专门的滤波软件，在频率域进行频率滤波或在时间域进行褶积滤波。使某些频率的有效波顺利通过而不受损失，而另外一些频率的干扰波则受到较大的压制。

有效波与干扰波除了频率成分的差异之外，还可能存在视速度的差别。在数字滤波中，利用视速度不同进行的滤波方法称为视速度滤波；还有将视速度滤波和频率滤波同时进行的二维滤波，二维滤波可以在时空域进行，也可以在频率-波数域中完成。

此外，地震波在传播、接收和记录过程中，由于大地介质对波的吸收作用以及地震仪器所固有的频率特性，使原始地震信号由尖脉冲变成有很多延续相位的振动波形，从而降低了反射波的分辨率，从广义上说，这种现象也相当于“滤波”作用。为了提高反射波的分辨能力和解释精度，则需要进行反滤波。反滤波亦称反褶积，它可以消除上述不利的滤波效应，达到压缩地震波形的延续时间，提高分辨率的目的。

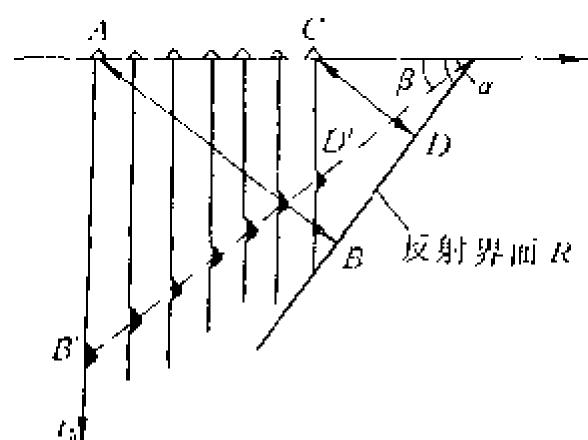


图 9-21　反射层的偏移

7)偏移处理　在时间剖面上，各自激自收道代表界面法向深度的 t_0 垂直反射时间是以反射波波形同相轴的形式显示在各接收道的正下方。对于水平界面，它与真实反射界面的位置相似，不发生左右偏移。但当界面倾斜时(图 9-21)，反射波同相轴所显示的位置 $B'D'$ 段显然向反射界面的真实位置 BD 段的下倾方向发生

偏移，同相轴 $B'D'$ 的“倾角”β 也比界面倾角 α 小了许多，反射界面的倾角越大，这种偏移现象越显著。当地下构造形态较复杂时（如隆起、凹陷、断裂），这种现象就更为严重。由于时间剖面上的同相轴是向界面实际位置的下倾方向偏移，所以当地层隆起或凹陷时，时间剖面上的同相轴会出现空白或交叉的现象。

对于水平叠加剖面，当反射界面倾角较大时，共中心点道集各道接收的同一个界面的反射波不再来自同一个共反射点，而是来自如图 9-22 所示的一个小反射段（$A_1A_2A_3$），这样在叠加之后可能会降低地震勘探的横向分辨率。

为了实现反射层的自动空间归位或同时实现真正的共反射点叠加，数字处理技术中出现了扫描偏移叠加、叠加偏移以及各种波动方程偏移等方法。经过偏移处理后的时间剖面可使倾斜地层面上的反射波，断层面上的断面波、弯曲界面上的回转波以及断点、尖灭点上的绕射波归位和收敛，反映地下反射界面的真实位置和构造形态，得到清晰可辨的断点和尖灭点，这样对提高地震勘探的横向分辨率具有重要作用。利用偏移处理还可求取地层岩性参数，清除多次波，有助于地震资料的地质解释。

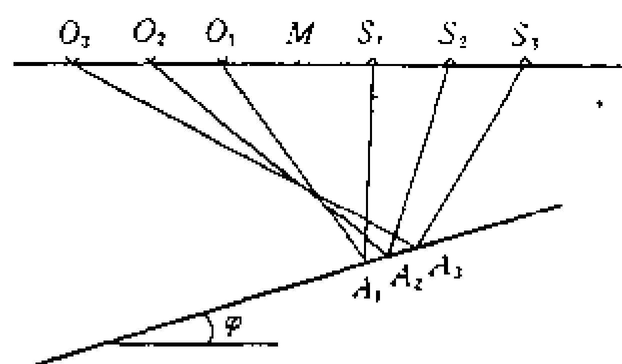


图 9-22　界面倾斜时的共中心点多次叠加

8）时深转换　经过各种数字处理方法得到的时间剖面，其纵坐标以回声时间 t_0 来表示，它所显示的反射波同相轴虽可以定性地反映出反射界面的轮廓或构造形态，但界面的确切深度和产状还与速度参数密切相关。为此可以借助于计算机，输入相应的速度参数，并逐次计算出各反射界面的深度，将时间剖面转换为深度剖面，以便更好地进行地质解释。

2. 浅层反射波法的资料解释

野外采集的地震原始资料，经过上述数字处理之后得到的主要基础资料是各地震测线的时间剖面。它们是对浅层反射资料进行地质解释的基础。在一般情况下，通过时间剖面的对比分析，可以解释反射层的构造形态，接触关系以及断层分布等情况。但是，这种地质解释的准确程度往往受到野外工作方法、野外地震原始资料的质量、数据处理方法及参数选择等因素的影响。同时，地震剖面的解释还受其分辨率的限制。如相对地震波的波长而言，对于较小的薄层或地质体在时间剖面上是难以分辨的。此外，解释人员的经验、素质等因素也将直接影响解释工作的质量。

1）时间剖面的显示　地震原始资料经过动、静校正，叠加等数字处理之后，即可得到时间剖面（图 9-23）。图中，纵轴垂直向下表示垂直反射时间 t_0，每隔 10ms 有一条水平计时线。横坐标的刻度表示接收点或共中心点在地面的位置和桩号，根据观测系统综合平面图的原理，两个相邻点之间的距离为道间距 Δx 的 1/2。

每个记录道的振动图形均采用波形变面积的方式显示（使波形正半周呈黑色），这样既能表示波形特征，又能醒目的表示反射波的强弱和能量，便于波形的对比和同相轴的追踪。

2）时间剖面的特点　由于在地震剖面中，某些反射界面总有一定的稳定延续范围和较强的反射系数。因此在时间剖面上，这些反射波可形成一系列的延续一定长度的清晰同相轴。在地层近似水平或构造简单地区，根据这些同相轴的分布，可以定性了解岩层的起伏及地质构造形态，看出背斜、向斜、断层、角度不整合等地质现象。但是，时间剖面并不是深度剖

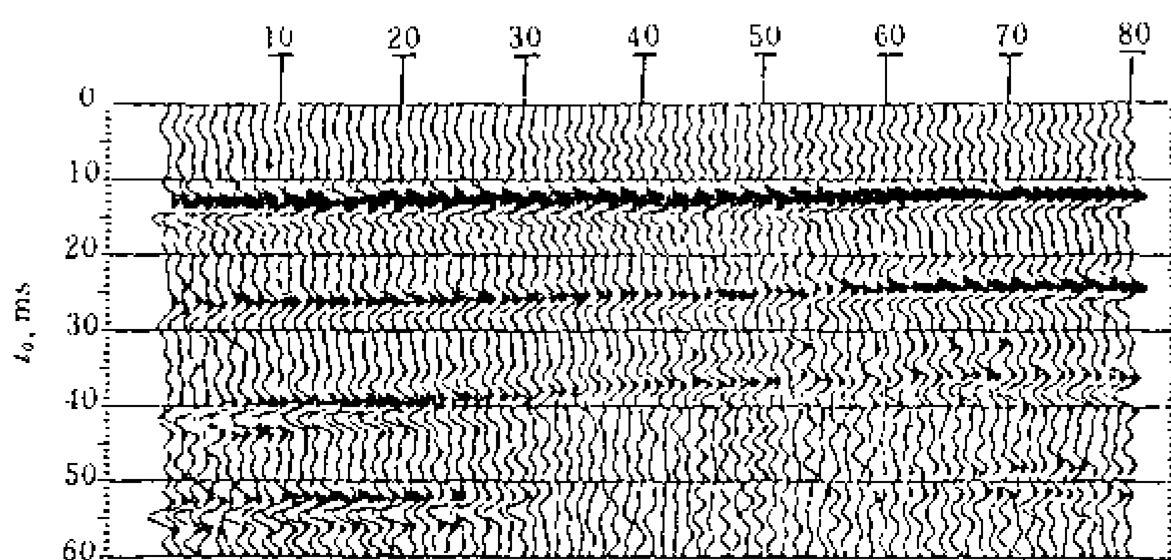


图 9-23　地震时间剖面

面，更不是沿测线铅垂向下的地质剖面。因此，除构造简单地区外，一般不能直接用时间剖面进行定量的地质解释。时间剖面与地质剖面主要有以下区别：

(1)在同一测线上，地质剖面的地层分界面与时间剖面上的反射层不一定一一对应。因为地质剖面中是以地层的岩性、时代以及生物化石等标志分层的，这种地层分界面只有同时也是明显的波阻抗分界面时，地层分界面与反射层面才有对应关系。此外，当波阻抗分界面之间厚度较薄，波穿过一层或几层的往返时间小于地震子波的延续时间时，就会形成相邻的两个或多个反射波相互叠加而形成复波，此时的反射层代表了一组薄层。但每个波峰形成的同相轴并非代表一个反射界面。

(2)地质剖面反映沿测线铅垂平面中地层的岩性、分层、深度等地质情况，而时间剖面则表示来自三维空间的各反射层沿法线平面内的传播情况。在地质构造复杂的地区，浅、中、深各反射层的倾向、倾角不可能相同。因此，对于同一个自激自收点，地震射线是沿三维空间中的折线传播，而不可能在同一个射线平面之内，同时其反射点位置也在空间发生了偏移。但在时间剖面上，这些来自浅、中、深的反射波却被显示在同一记录道位置的正下方，从而造成剖面中显示的反射波同相轴位置与实际反射点空间位置不符的情况，这是不能直接使用时间剖面进行定量解释的主要原因。

(3)在地质构造复杂或地震地质条件较差的地区，时间剖面上除有效反射波之外，尚存在某些干扰波和特殊波，它们会在时间剖面上形成各种假象，这也是不能直接用时间剖面进行地质解释的原因。

为了更好地利用时间剖面，除了在资料处理过程中尽量准确地使用各种处理参数和方法，尽可能地提高时间剖面的质量之外，另一方面还可用计算机进一步做各种高保真的波动方程偏移处理和时深转换、输出可直接用于地质解释的偏移深度剖面。但对于构造简单地区的信噪比高的地震剖面有时也可以人工进行波的对比，构制深度剖面，绘制地震标准层构造图等。

3)时间剖面的地质解释　对时间剖面进行地质解释是反射波法地震勘探完成地质任务的重要工作环节。它包括：地震标准反射层及其地质属性的确定；断层、褶曲、不整合等地质现象的解释，构制深度剖面，绘制构造图等。

(1)地震标准层及其地质属性的确定。所谓地震标准层，确切地说，应该是产生反射的界面。但在时间剖面上常用反射波来代表。标准层的反射波应具备的条件是：反射波特征明显、

稳定；在勘探区内大部分测线上能连续追踪；能反映浅、中、深各层位地质构造的主要特征。

反射界面是波阻抗界面，它与岩性分界面、地质时代分界面不完全有一一对应的关系。因此，确定地震标准层所对应的地质层位等属性一般有以下几种方法：

①若测线上有钻孔（或布置连井测线），可根据钻孔提供的地质分层资料，把深度按已知的速度参数转换成时间值与井旁的时间剖面对比，确定反射层所对应的地质层位。

②对于第三系、第四系与古老基底的地层分界面，因两者速度差别甚大，所以可用层速度资料推断和区分反射层位的地质年代。

③利用声速测井资料和密度测井资料，通过计算机处理做成的人工合成地震记录可直接与时间剖面进行对比，鉴别反射波的地质属性。

④若勘探区内无钻孔，则可利用邻区的钻孔做连井测线，或者利用邻区的已知地震层位进行对比，推断各反射层对应的地质层位。

(2)断层在时间剖面上的特征，包括以下几点：

①标准反射层同相轴错位（图 9-24*a*），或者同相轴发生分叉、合并、扭曲、强相位转换等现象（图 9-24*b*）。这一般是中、小断层的反映。

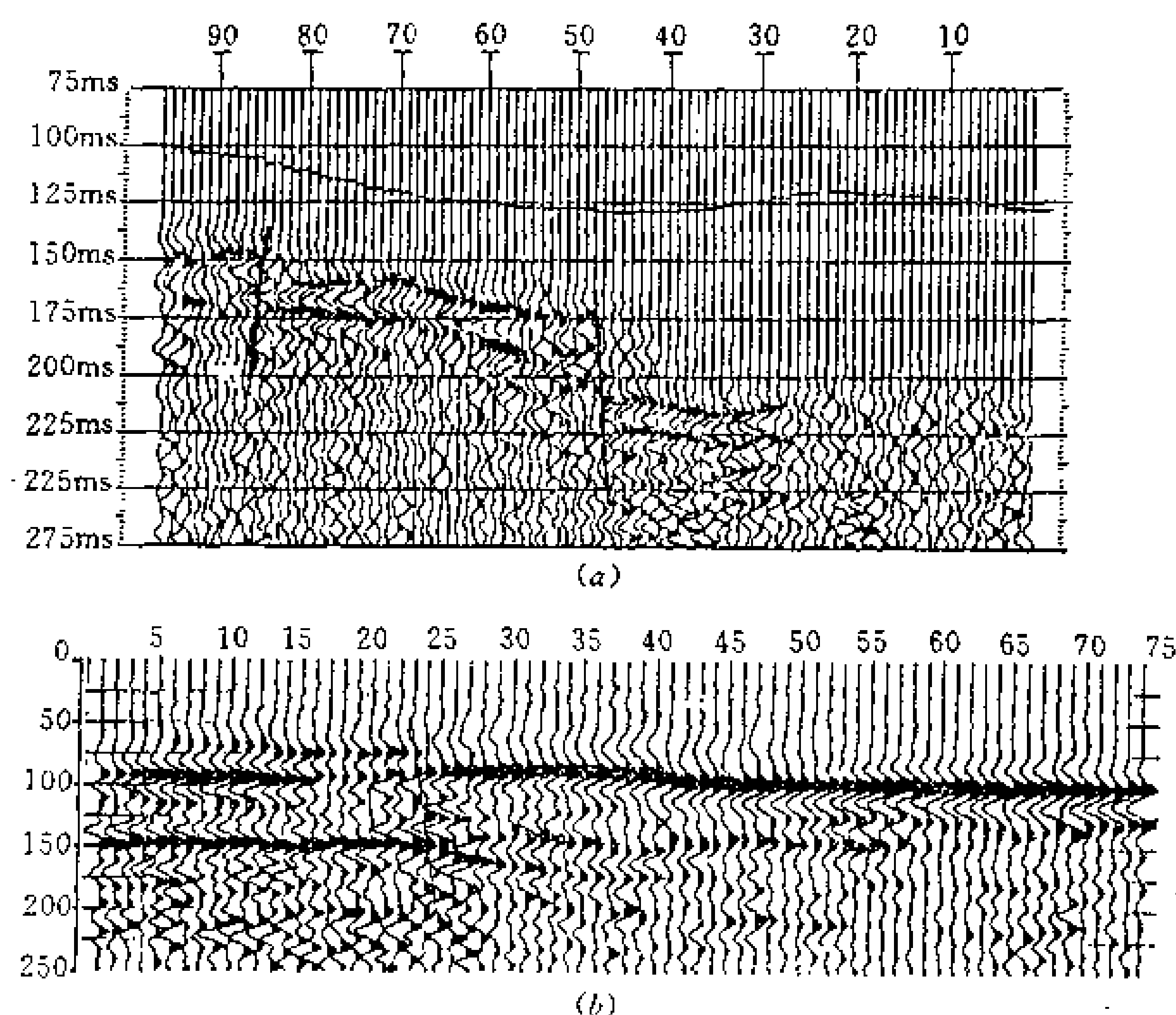


图 9-24　时间剖面上的断层特征

a—同相轴错位；*b*—同相轴分叉、合并、扭曲

②对于落差较大的断层，在时间剖面上的特征往往表现为反射波同相轴突然增减或消失、反射波组间隔突然变化、反射波同相轴产状突变、反射零乱或出现空白带等特征。

在时间剖面上，断层的出现还往往伴随着断棱绕射波、断层面反射波等特殊波。上述各种同相轴的变化特征是识别断层的重要标志。

(3)不整合面在时间剖面上的显示。沉积岩地层中的不整合面往往是因沉积间断而形成

的侵蚀面，界面两侧波阻抗变化大，故反射波的波形、振幅也有较大的变化。特别是角度不整合，界面两侧常出现多组视速度有明显差异的反射波组。

4）深度剖面图和构造图的绘制　时间剖面经过波的对比、识别和地质解释后，可构制深度剖面图和构造图作为地震资料解释的成果图件。

（1）深度剖面图。构制深度剖面就是将时间剖面 x-t_0 坐标中反射波同相轴变成 x-H 坐标中地质构造形态的过程。这项工作可以在资料处理中，由计算机进行时深转换，也可以用人工进行作图。

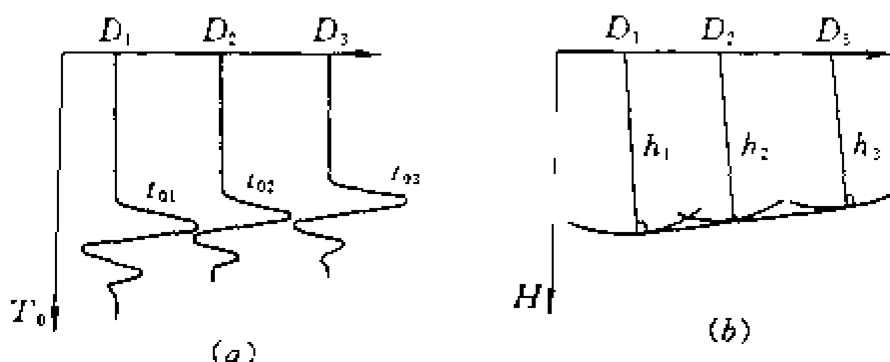


图 9-25　t_0 法构制深度剖面示意图

a—时间剖面；b—t_0 法构制深度剖面

假设时间剖面上有一反射波同相轴。（图 9-25a），若已知平均速度为 v，则各接收点相对应的界面法线深度可按 $h_i = \frac{1}{2}vt_{0i}$ 求得。然后，以各接收点为圆心，以相应的法线深度 h_i 为半径作圆弧，这些圆弧的包络线便是所求的反射界 0 面（图 9-25b）。

必须指出，由于地震测线在地面布置时，往往不可能与地层的走向完全垂直。在这种情况下，用上述作图法构制的深度剖面只能反映反射界面的视深度 H'。因此，为了真实地反映地质构造形态和位置，在利用深度剖面图制作构造等深线平面图时，必须将视深度 h_x 统一换算成真深度 H 才能成图。

（2）地震构造图。地震构造图是以地震资料为依据，用等深线及地质符号绘制的表示地下某层面构造形态特征的平面图，该图是进行面积性地震勘探的最终成果图件。地震构造图的作法有两种：一种是利用时间剖面绘制 t_0 等值线平面图，然后经过空间校正，转换成真深度的地震构造图；另一种方法是根据深度剖面，先绘制视深度等深线图，然后再换算成真深度地震构造图。

第十章　弹性波探测技术

近年来，随着各种大型工程及高层建筑的发展和需要，国内、外利用弹性波探测技术广泛开展了地基勘察、岩体(岩土)声波测试及桩基无损检测等方面的应用研究。这些技术在工程地质勘探中，如对岩土进行工程地质分类及评价、工程岩体边坡或地下硐室围岩稳定性评价以及天然地震、大面积地压灾害预报等方面都取得了一定成效。

第一节　声 波 探 测 技 术

声波探测是使用专门的声波探测仪器，激发和观测弹性波在岩体(岩石)内的传播特征(波速、频谱及振幅衰减等)，用来研究岩体力学性质及完整性的一种探测方法。它与地震勘探类似，也是以弹性波理论为基础。二者之间的主要区别在于声波探测所利用的是频率大大高于地震波的声波或超声波，其频率一般为1000Hz至几兆赫兹。与地震勘探相比，声波探测频率高、波长短、能量小，因此声波探测一般只适用在小范围内，对岩体等地质对象进行较详细的研究。由于该方法具有简便、快速并对岩石无破坏作用等优点，所以岩体声波探测已作为一整套不可缺少的综合测试手段，应用于各阶段工程地质及水文地质勘探工作中。

声波测试分为主动测试和被动测试两种工作方法。主动测试所利用的声波由声波仪的发射系统或锤击、爆炸等方式产生；被动测试的声波则是岩体遭受自然界或其他作用力时，在变形或破坏过程中由它本身发出的。主动测试包括：波速测定、振幅衰减测定和频率测定。其中，最常用的是波速测定。

目前声波探测主要解决下列工程地质及水文地质勘探问题：

(1)测定波速等声学参数，对工程岩体进行地质分类。

(2)测定地下硐室的波速随岩体裂隙发育而降低以及随应力变化而改变的规律；圈定开挖造成的围岩松弛带，为确定合理的锚喷厚度、锚杆长度或选择合理的支护方式提供依据。

(3)测定岩体或岩石试件的力学参数，如杨氏模量、剪切模量和泊松比等。

(4)利用声波的波速及振幅在岩体内的变化规律，研究地下应力分布状态，进行工程岩体边坡或地下硐室稳定性的评价。

(5)定量研究岩体风化壳的分布。探测断层、溶洞的位置及规模，探测张开裂隙的延伸方向及长度等。

(6)加固工程注浆后的质量检查。

(7)划分钻井岩性剖面，查明裂隙、溶洞及套管破裂部位等。

(8)可进行天然地震及地压灾害预报。

研究和解决上述问题，为工程项目及时准确地提供设计和施工所需的资料，对于缩短工期，降低造价，保证安全等都具有重要的意义。

一、声波探测原理

声波探测原理与地震勘探类似，也是以研究弹性波在不同类型的岩土介质中的传播特征为基础。当岩土介质的成分、结构、密度等因素发生变化时，声波的传播速度、能量衰减及

频谱成分等将发生相应变化，在不同的弹性介质分界面上也会产生波的反射和折射。因此，用专门仪器探测声波在岩土介质中的传播速度、振幅及频谱特征等，便可对被测岩体的结构和致密完整程度等特性作出评价。

在对某岩体（或硐室）进行声波探测时，只要将发射点和接收点分别安置在该岩体的不同地段，已知发射点到接收点之间的距离 l（图 10-1），以及声波在岩体中的传播时间 t，即可由公式 $v=l/t$ 算出被测岩体的波速 v。此外，根据声波振幅在岩体中传播的衰减特征和对被接收的信号作频谱分析，还可了解岩体对声波能量的吸收特性，从而对岩体作出工程地质评价。

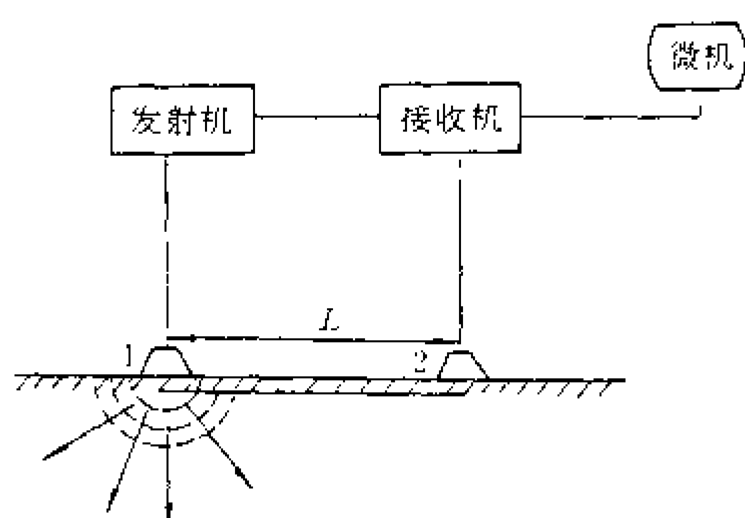


图 10-1 声波探测示意图

1—发射换能器；2—接收换能器

声波仪主要由发射系统、接收系统、电声换能器以及用于数据记录和处理用的计算机等组成。图中，发射机是一种声频信号发生器，它产生一定频率的电脉冲，经功率放大后由发射电声换能器转换成声波，向岩体辐射。接收机是将传播到接收点的声波振动经声电换能器转换成电信号，再放大并显示在微机的屏幕上。经人机操作，可以读取或显示波的到达时间。声波仪还可将接收的声波信号进行频谱分析、滤波、初至切除、计算功率谱等数据处理，以及打印输出原始记录和成果图件。

二、声波探测的工作方法

岩体声波探测的现场工作，应根据测试的目的和要求，合理地布置测网，确定装置距离，选择测试的参数和工作方法等。

测网的布置一般应选择有代表性的地段，以用最少的工作量解决较多的地质问题。测点或观测孔的布置一般应选择在岩性均匀完整、表面平整光滑、无局部节理裂隙的地方，以避免介质不均匀对声波的干扰。如果为了探测某一地质异常，测量地段应选在其他地质因素基本均匀的位置，以减少多种因素变化引起的综合异常给资料解释带来困难。发射、接收装置的距离要依据介质的情况、仪器的性能以及接收的波型特点等条件而定。

由于纵波初至较易识读，所以当前主要是利用纵波进行波速测定。横波的应用往往因识读困难而受到一定的限制。在纵波测试中，最常用的是直达波法（透射法）和单孔初至折射波法（一发二收或二发四收）。反射波法目前仅用于井中的超声成像测井和水上的水声勘探。

为了求得纵波和横波的波速等参数，首先必须在声波仪的屏幕上正确区分纵波与横波的波形特征，读出它们的初至时间值。在进行直达波或单孔初至折射波法测试时，纵波的初至是较易识读的。如遇初至不清时，可读取续至相位，通过相位校正求出初至时间值；横波则由于波速小于纵波，故波形往往叠加在纵波的续至区内而较难辨认。解决这一问题的途径有两种方法：一是改进发射换能器，增强横波的能量，抑制纵波的延续时间；二是从发射和接收方法上采取措施，设法进行纵、横波的分离，提高纵、横波波形的分辨能力。

横波的利用，对于提高声波探测解决地质问题的能力有着重要意义。但由于实际地质条件的复杂及各种技术上的原因，横波的激发和识读仍是今后需要进一步研究解决的问题。

三、声波探测在工程地质勘察中的应用

声波探测在工程地质勘察中具有简便、准确、费用低、工效高等优点，因此在工程选点勘

测、设计施工，以及验收、维护、运行使用等方面，都得到了不同程度的应用。但声波探测还是一门新发展起来的技术，在仪器装备、测试技术，以及解释方法等方面仍需要今后进一步研究改进。

（一）岩体动弹性力学参数的测定

在工程地质工作中，对于同一岩体（石）弹性力学参数的测定数值，除与岩性有关外，还与加载测试的方式不同而异。使用静力加压测定岩石弹性力学参数的方法叫静力法。该方法是在低速率加载，高应变条件下测试的，测得的弹性力学参数称为静弹模量，如静杨氏弹性模量 E_s、静泊松比 σ_s、静剪切模量 G_s 等。静力法测得的弹性参数与基础荷载相近，但试验设备笨重、测试时间长、费用高，因此只能选择有代表性的少数地段进行测试，测试数据仅反映岩体的局部变形特征，往往不能满足工程设计的数量要求。

使用声波探测或地震勘探的方法测试岩体（石）的弹性力学参数称为动力法。该方法是在快速瞬间加载、低应变测试条件下完成的，所测的参数称为动弹性参数，如动杨氏模量 E_m、动泊松比 σ_m、动剪切模量 G_m 等。只要设法测得岩体的纵、横波速度和密度（v_P、v_S、ρ），就可根据式（6-29a、b、c、d、e）计算出岩体（石）的动弹性参数。采用动力法测试，具有仪器设备轻巧、测试简便、经济迅速、可大量施测等优点，而且近代许多大型工程建筑设计时，需要考虑岩土的动力特性，因此测得的岩体动弹性参数具有实用价值。但当前工程技术界仍希望给出与基础荷载相近的静弹性参数，这样就有必要将动弹性参数换算成静弹性参数。

（二）岩体的工程地质分类

在矿山、隧道等地下工程中，为了评价岩体质量，了解巷道及硐室围岩的稳定性，以合理选择地下巷道或硐室的开挖方案、支护方式等，都必须对岩体进行工程地质分类。

大量试验表明，岩体的纵波速度与其抗压强度成近似正比关系。因此强度高（或弹性模量大）的岩体具有较高的声速。此外，岩体的成因、类型、结构面特征、风化程度等地质因素，直接影响岩体的力学性质，而岩体的力学性质与声波在岩体中的传播规律又有密切关系，这就是岩体声波探测所能作为岩体分类的物理前提。

对岩体进行工程地质分类的声学参数目前主要有纵波速度 v_P，还有杨氏模量 E、裂隙系数 L_S、完整性系数 K_W、风化系数 β 以及衰减系数 α 等。

1. 纵波速度

由于波速是反映岩体强度的各种地质因素综合影响的参数，因此它是进行岩体工程地质声学分类时最基本的必要参数。一般来说，岩体新鲜、完整、坚硬、致密、波速就高；反之，岩体破碎、结构面多、风化严重，则波速就低。

2. 完整性系数和裂隙系数

完整性系数 K_W* 是描述岩体完整情况的系数。裂隙系数 L_S* 是表征岩体裂隙发育程度的系数。根据 K_W 和 L_S，可将岩体分为五个等级（表 10-1）。

3. 风化系数

风化系数 β* 是一个表示岩体风化程度的系数。β 值愈大，风化程度愈深；反之，风化程度愈小。岩体按风化系数 β，可分为四级（表 10-2）。

4. 衰减系数

---

* K_W、L_S、β 均通过测试岩体的纵波速度 v_P，按参考文献 1 中公式求取。

声波在岩体中传播时，除波速的变化与岩体的性质有关外，其振幅也会发生变化。试验表明，声波在岩体的不连续面上能量衰减比较明显，因此可以用衰减系数 α 来反映岩体节理裂隙的发育程度。其公式为

$$\alpha = \frac{1}{\Delta x}\ln\frac{A_m}{A_t} \tag{10-1}$$

式中 A_t ——仪器固定某增益时参与比较的各测试段的振幅实测值，mm；

A_m——参与比较的各测试段中振幅的最大值，mm；

Δx——发射换能器到接收换能器的距离，即测试段的长度，cm；

α ——参与比较的各测试段介质的振幅相对衰减系数，cm^{-1}。

由式(10-1)可知，当 A_t 与 A_m 相等时，相对衰减系数 α 为零，表明该段岩体在参与比较的各测试段介质的质量最好；A_t 越小，α 越大，说明该段岩体质量越差。因此衰减系数不仅可作为岩体分类的指标，还可用来圈定工程爆破而引起的围岩破裂影响范围等方面。

表 10-1 岩体状态分级

符号	岩质	岩体状态	完整性系数 K_W	裂隙系数 L_S
A	极好	岩体新鲜，节理少，无风化变质	>0.75	<0.25
B	良好	节理稍发育，极少张开，沿节理稍有风化，岩块内部新鲜坚硬	0.5～0.75	0.25～0.50
C	一般	岩块较新鲜，表面稍风化，一部分张开，含有粘土	0.35～0.50	0.50～0.65
D	差	岩块坚硬、节理发育、表面风化，含有泥及粘土	0.20～0.35	0.65～0.80
E	很差	风化变质，岩体显著弱化	<0.20	>0.80

10-2 岩体风化程度分级

风化等级	风化程度	岩体状态描述	风化系数 β
0	未风化(新鲜)	保持原有组织结构，除原生裂隙外见不到其他裂隙	<0.1
Ⅰ	微风化	组织结构未变，沿节理面稍有风化现象，在邻近部分的矿物变色，有水锈	0.1～0.25
Ⅱ	弱风化	岩体结构部分被破坏，节理面风化，夹层呈块状、球状结构	0.25～0.50
Ⅲ	强风化	岩体组织结构大部分或全部被破坏，矿物变质、松散、完整性差，用手可压碎	>0.50

(三)围岩应力松弛带的测定

地下巷道或硐室在开挖前，岩体中应力处于平衡状态；开挖后，原始应力被破坏，引起了应力的重新分布，导致应力释放或集中。这种变化随岩体的性质、巷道和硐室的形态以及在岩体中的位置、硐径大小等不同而异。

假设在各向同性的岩体中开挖一个圆形隧硐，在侧压系数等于 1 的条件下，由弹性理论计算表明，硐壁处的径向应力 δ_r 等于零而切向应力 δ_t 则会增大至岩体原始应力的 2 倍(图 10-2a)，可见影响范围近于硐室半径的 3 倍。

由于岩体并非理想弹性介质而且强度有限，因此当切向应力 δ_t 在硐壁处的增大程度超过岩体强度时，岩体即发生塑性形变甚至破裂，于是引起了应力下降，使硐室附近一定范围内出现比原始应力还要低的应力降低区；沿硐室径向向岩体内部则形成大于原始应力的应

力增高区；再向内过渡到某一深度才能逐渐恢复到原来的应力状态，故在巷道或硐室围岩应力分布曲线上形成一个峰值（图 10-2*b*）。此外，由于施工等因素影响，如爆炸引起的爆破影响带，也会使岩体的完整性下降，出现附加的应力松弛，上述两种因素引起的岩体完整性破坏和强度下降的总范围，叫应力松弛带或松动圈。所以，确定松弛带的厚度是岩体稳定性评价及支护或锚喷设计的主要依据。同时，根据在硐壁应力下降区，岩体裂隙破碎，波速减小振幅衰减较快；反之，在应力增高区，应力集中，波速增大，振幅衰减较慢的。利用声波速度随孔深的变化曲线，可确定松弛带的范围。

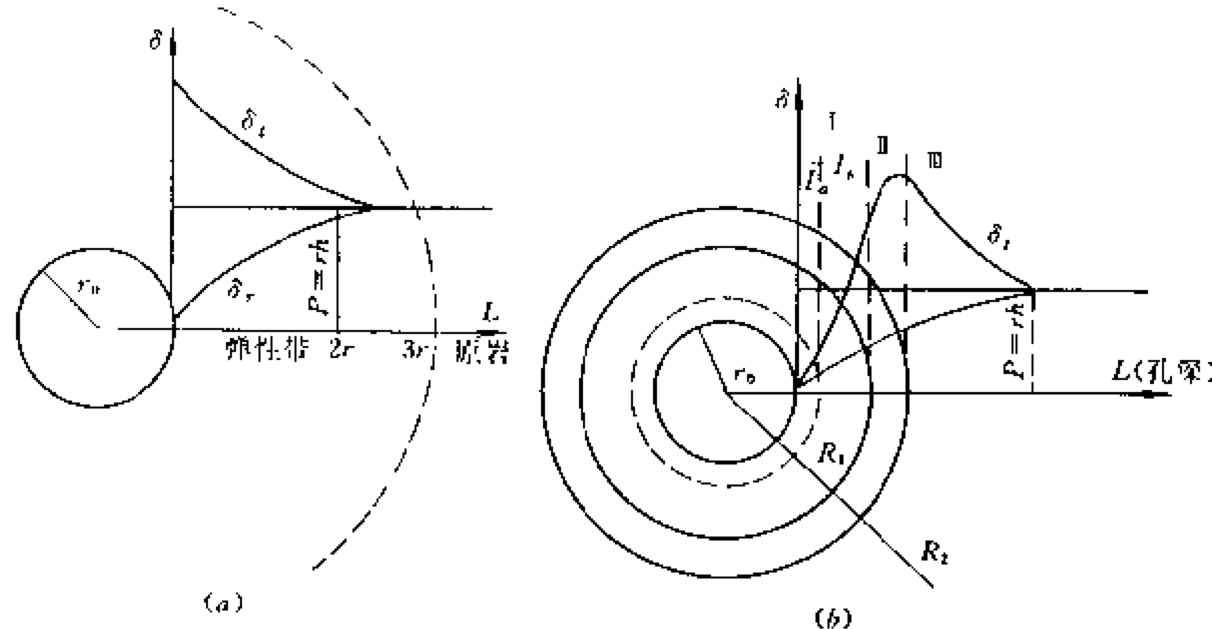


图 10-2　圆形隧硐应力分布曲线

—应力松弛带；Ⅰ$_a$—爆炸破碎带；Ⅰ$_b$—塑性带；Ⅱ—应力集中带；Ⅲ—弹性带（原岩带）

图 10-3 为几种常见的波速随孔深变化的 v_P-L 曲线类型。其中，曲线 1、2 表明 $v_P>v_0$，无松弛带；曲线 3、4 和多峰曲线 5 为硐壁附近 $v_P<v_0$ 的曲线，则表明存在应力松弛带。解释时，由 v_P-L 曲线图中 A 点的坐标 L_1 值确定松弛带的厚度。

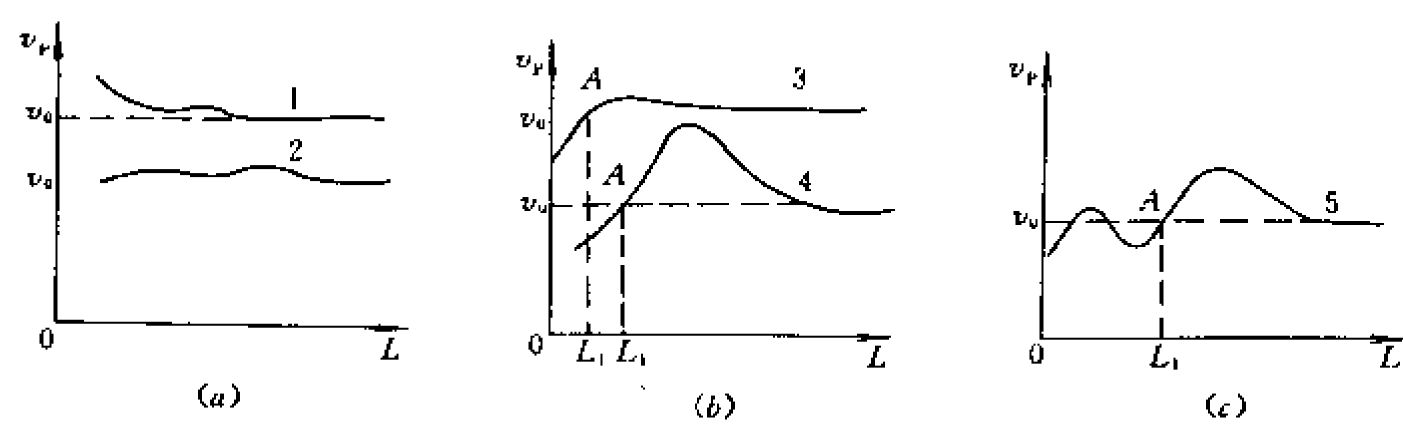


图 10-3　几种常见的 v_P-L 曲线图

v_0—天然应力状态的纵波波速；L_1—松弛带范围

图 10-4 是应用声波法探测某地下工程巷道的应力松弛带的实例。此断面为弱—微风化石英正长斑岩，岩体较完整，无构造断裂和宽大裂隙。整个断面采用光面爆破开挖，声波探测时采用双孔直透法。据大量测试资料统计，岩体的正常波速值为 5330m/s，圈定松弛带范围时取 5120m/s，求得松弛带的平均厚度为 0.6m。结论为岩体的松弛带较薄，强度高，硐体稳定。但该断面上发育有两组节理，在拱顶组合成屋脊状，影响拱顶的稳定，施工过程中曾发生

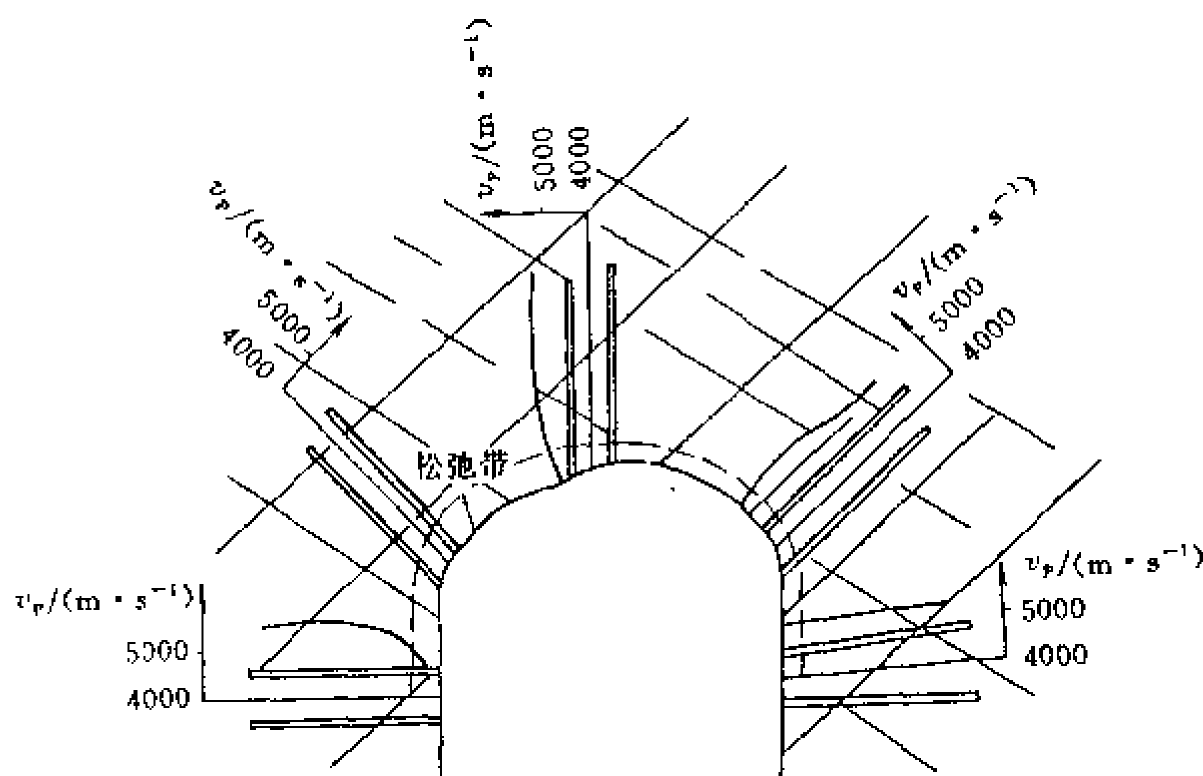


图 10-4　某地下巷道断面图

过冒顶现象。因此结合地质条件，在拱顶部分应采取加固措施。

(四)矿柱塌陷等地压灾害及滑坡的监测

在声波探测技术中除利用声波仪发射系统向岩体幅射声波的主动工作方式外，有时还使用另一种被动工作方式。即利用岩体受力变形断裂时，以弹性波形式释放应变能的声发射现象，来监测地压、滑坡引起的地质灾害。

利用声发射技术监测矿井地压灾害的现场工作，一般是利用地音仪记录声发射的频度等参数作为岩体失稳的判断指标。所谓频度是表示单位时间内所记录的能量超过一定阀值的声发射次数，以 N 表示。如某矿山为研究井下岩体的稳定性，预报冒顶、塌陷等地压灾害，经长期试验，总结出岩体失稳的判断指标和监听制度。以连续监听 5min 取得的数据作为岩音的频度。当 $N<10$ 时，说明岩体受力不大，没有大的破坏，可认为岩体是稳定的；当 $10<N<19$ 时，则是岩体受力较大，开始产生破裂，若此情况持续较久，则会出现剧烈的破坏；当 $N>20$ 时，为岩体破坏加速，已出现局部破裂，如持续时间较长，即岩体已进入严重破坏的危险阶段，井下人员和设备应迅速撤离。

利用声发射技术亦可研究滑坡体的稳定性。例如，为研究我国某省电厂厂址的滑坡，布置了 11 个孔和探井。其中，一孔离滑坡范围较远，在孔中使用地音仪接收地下天然噪声。该孔 N 以 0～5 次事件出现的频度为 95%，故确定 $N\leqslant 5$ 的地段岩体是稳定的，否则岩体则处于不正常状态。观测还表明，在整个滑坡地带，声发射信号强度都比较大，滑坡前缘则更大，反映了前缘受滑体上部挤压强烈，是应力集中区。此外，声发射信号的强弱还与地下水的升降有关，这说明地下水是促成滑坡的重要因素。

岩体声波探测技术在工程地质中应用，除了上述已介绍的外，还可应用于检测施工爆破对基岩的影响范围，测定混凝土强度及内部缺陷，以及灌浆效果的检查等方面。

第二节　桩基动态无损检测技术

桩基础是软弱地基中广泛采用的一种深基础形式。随着高层建筑、大型工程的蓬勃兴

起，桩基础已在我国得到普遍采用。由于桩基的成桩施工工艺以及复杂的工程地质条件等原因，部分桩基可能存在如断裂、缩径、离析、夹层等缺陷，从面影响桩体质量，造成桩基承载力下降，这就对地面建筑物的安全构成了潜在隐患。因此采用恰当的方法检测桩基的施工质量，防止工程事故发生，就成为当今桩基工程中的重要问题。

一、基桩的分类

根据不同的工程地质条件、不同的技术要求，目前基桩的分类方法较多，通常主要有以下几种分类方式：

（一）按桩的受力机理分类

桩的载荷要通过桩与周围土或岩石的接触向持力层内扩散，对于不同的承载方式和地层，桩将受到不同方式的反作用力。按桩的受力机理，可以分为以下几类：

1. 端承桩

桩通过地基上部的极软弱土层，如杂填土、淤泥和湿陷性黄土等，使桩尖直接支承在坚硬的土层或岩石上，桩的荷载主要由桩端阻力承受，略去桩身侧面与土的摩擦力作用。

2. 摩擦桩

桩通过软弱土层而支承在较坚硬的土层上，桩上的荷载主要由桩身侧面与桩周围土之间的摩擦力承受，同时也考虑桩端阻力的作用。若全部荷载都由摩擦力来支承的桩，则称为纯摩擦桩。

3. 加固桩

桩按照一定的分布方式置于软弱地基之中，通过桩与周围土间的摩擦力及阻压作用，与桩间土共同受到载荷作用，并向周围土层传递应力，使地基整体的物理性质得到改善。单桩本身受力情况则兼有端承桩、摩擦桩以及抗形变特征。

（二）按桩的施工方法分类

桩的性能，桩可能出现的缺陷类型均与不同的施工方法有关。按施工方法，可将桩分为预制桩、灌注桩两大类型。

1. 预制桩

该桩是在专业工厂或施工现场预制而成，然后再用各种方式将桩沉入地基。预制桩按所用材料不同，可分为钢筋混凝土桩、钢桩和木桩。其中，钢筋混凝土桩最为常见，该桩强度及刚度好，适宜于新填土或极软弱的地基；按所采用的沉桩方式不同，预制桩又可分为锤击桩、振动打入桩、静压桩和旋入桩。

2. 灌注桩

在预定的桩位上先成孔，然后在孔内灌注制桩材料而成。按制桩材料不同，又可分为：钢筋混凝土桩、混凝土桩、碎石桩、砂桩、复合桩等。按其成孔或制造工艺不同，还可以分为：沉管灌注桩、钻孔灌注桩、扩底墩桩等。

二、桩基无损检测方法

应用弹性波无损检测桩的质量和桩基的承载力的方法，主要有以下两类：

（一）稳态振动法（机械阻抗法）

设桩为一维弹性体，当桩受纵向稳态振动时，若给定不同的边界条件，即可得到桩的动力响应，该响应包含了桩体材料的有关信息，研究桩的动力响应曲线，则可判定桩的质量和

桩基的承载力。

1. 稳态激振测试系统

桩的稳态激振测试系统如图 10-5 所示。功率放大器输出频率 5～1500Hz 的自动扫描正弦信号，推动桩顶中心的电磁振动器向桩施加等幅值的动态激振力，使桩产生稳态振动。在桩顶和激振器之间有力传感器，它可测得激振力的大小。桩顶拾振器接收桩的振动信号，经测振放大器与计算机相连，进行数据存储和处理，并可输出成果图件。

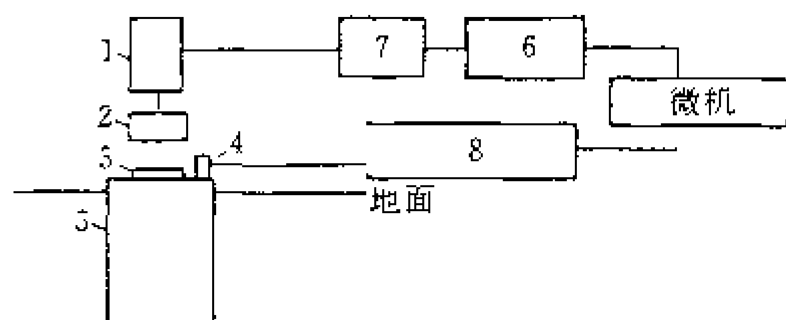


图 10-5 稳态激振测试系统示意图

1—电磁激振器；2—力传感器；3—圆形薄钢板；4—拾振器；5—桩头；6—信号发生器；7—功率放大器；8—测振放大器

2. 测试资料分析及桩质量的判别依据

计算机在处理资料时，先将加速度拾振器的振动信号换算成速度值 v，再利用变频扫描振动和力传感器获得的频率 f、激振力 F 等信息，即可得到以频率 f 为横坐标，以速度导纳绝对值 $\left|\frac{v}{F}\right|$ 为纵坐标的速度导纳曲线（图 10-6）。桩-土体系不同，导纳曲线也有差异，因此速度导纳曲线可作为判别桩体质量的主要依据。由速度导纳曲线可求桩体混凝土速度 v_c、特征导纳 N 和动抗压刚度 K_D。

1）桩体混凝土速度 v_c　由波的传播理论可知

$$\Delta f=\frac{v_c}{2L}$$

所以

$$v_c=2\cdot L\cdot\Delta f \tag{10-2}$$

式中 Δf ——导纳曲线上两谐振峰之间的频率差，Hz；

v_c ——弹性波在桩体混凝土中的传播速度，m/s；

L——桩长，m。

应用时，可根据已知桩长 L 和测得的 Δf 计算 v_c。正常情况下，混凝土的速度为 v_c=3600～4500m/s，若计算值 v_c 小于此范围，说明混凝土的质量较差。此外，也可由 Δf 和正常 v_c 值反算桩长 L_m，质量好的桩必有 $L\approx L_m$。若 $L_m<L$，则可推断在深度 L_m 处，桩体有质量问题。

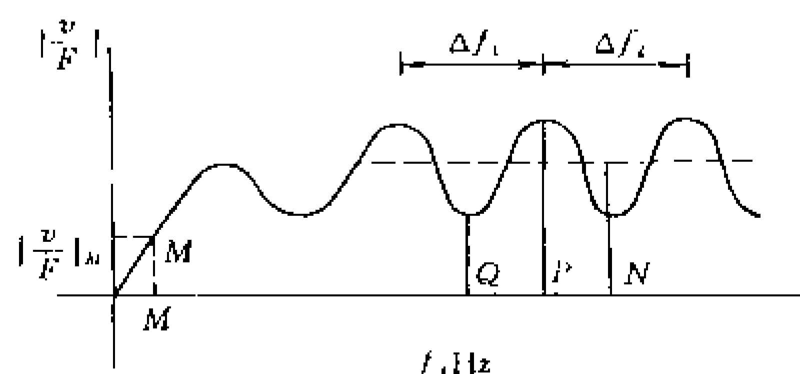


图 10-6 桩基的速度导纳曲线

2）特征导纳　它是指在测得的导纳的曲线上，计算波幅的几何平均值，实测特征导纳的计算公式为

$$N_m=\sqrt{PQ} \tag{10-3}$$

式中 P、Q——速度导纳的极大值和极小值。

理论上的特征导纳 N 是由桩体截面积 A_c、混凝土密度 ρ_c 和混凝土的波速 v_c 所决定。即

$$N=\frac{1}{\rho_c\cdot v_c\cdot A_c} \tag{10-4}$$

若 $N_m=N$ 为正常桩；若 $Nm>N$，说明不是 v_c 和 ρ_c 变小（桩局部存在疏松，使 v_c、ρ_c 降

低)，就是 A_t 变小(桩体局部有缩颈)；若 N_m 随频率增高而减少，则说明桩径上大、下小，有缩径现象。

3)动抗压刚度 K_D　当桩在低于本身的固有频率激振时，振动的位移较小，可以看成是刚体运动或平动，此时在低频段所测得的导纳曲线接近于直线，其斜率的倒数为桩的动抗压刚度。即

$$K_D = \frac{2\pi f_M}{\left|\frac{v}{F}\right|_M} \tag{10-5}$$

式中　$\left|\frac{v}{F}\right|_M$、$f_M$——导纳曲线低频直线段上任一点 M 的导纳、频率值。

桩的动抗压刚度值 K_D 反映桩周土对桩柱的弹簧支承刚度，K_D 值的大小与桩的承载力有一定联系。将 K_D 值与桩的静刚度值 K_S 建立统计关系，可以评价单桩的承载力，并可估计在工作荷载下桩的弹性位移。在综合分析所得的实测资料，就有可能对桩的混凝土质量、断桩、缩径、扩径位置等作出判断，可以计算桩的承载力。

(二)瞬态动测法

嵌入土中的桩基，其桩体的长度一般远大于它的直径，此时它相当于一个在周边土阻尼介质中上端自由、下端弹性固结的一维弹性杆。当在桩顶施加一瞬间的脉冲激振力时，桩将产生纵向振动的应力波。波沿桩体向下传播至桩底，部分能量可反射回桩顶，同时桩-土体系受瞬间激振力的作用亦可产生自由振动。通过仪器检测这些波动信息，可对桩基质量作出判断，并可计算出单桩承载力。

现仅介绍瞬态动测法中两种常用的方法：反射波法和频率法。

1. 反射波法无损检测桩基质量

1)基本原理　在桩基质量检测中，常会遇到桩体出现扩径、缩径、离析、断桩等现象，这些现象使桩体存在波阻抗差异。当在桩顶激震时，桩头产生的应力波沿桩身向下传播，在波阻抗分界面处将产生反射和透射，反射波沿桩身向上返回桩顶(图 10-7)，其反射系数为

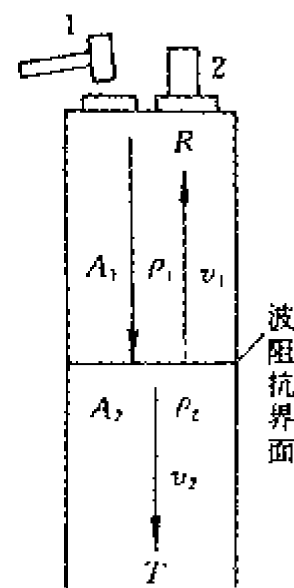


图 10-7　波沿桩身传播产生反射、透射示意图
1—锤子；2—拾振器

$$R = \frac{A_2 \cdot \rho_2 \cdot v_2 - A_1 \cdot \rho_1 \cdot v_1}{A_2 \cdot \rho_2 \cdot v_2 + A_1 \cdot \rho_2 \cdot v_1} \tag{10-6}$$

式中　A_1、A_2——桩身截面积；

ρ_1、ρ_2——桩体介绍密度；

v_1、v_2——波速；

R——反射波与入射波的振幅(能量)比。

$A \cdot \rho \cdot v$ 是广义的波阻抗，它取决于波阻抗 ρv 的差异和截面积的变化，反射波的旅行时与桩体的平均速度以及波阻抗界面的深度有关。

判断桩体的完整性，主要依据已知桩长 L，反射波旅行时间 t，以及根据公式

$$v_c = \frac{2L}{t} \tag{10-7}$$

求得平均速度 v_c。其中，v_c 是评价桩基完整性的一个重要指标。根据理论和实践研究，桩身波阻抗界面的反射波有以下特征：

(1)完整摩擦桩底界面。$\rho_1>\rho_2$，$v_1>v_2$，$A_1=A_2$，故有 $R>0$，反射波与入射波同相。

(2)完整端承桩底界面，$\rho_1<\rho_2$，$v_1<v_2$，$A_1=A_2$，故有 $R<0$，反射波与入射波反相。

(3)桩身缩径。$\rho_1=\rho_2$，$v_1=v_2$，$S_1>S_2$(S 为缩，扩径处的截面积)，故有 $R>0$，反射波与入射波同相。

(4)桩身扩径。$\rho_1=\rho_2$，$v_1=v_2$，$S_1<S_2$，故有 $R<0$，反射波与入射波反相。

(5)桩身离析。一般离析，多为混凝土质量渐变，所以无明显反射波出现，但桩身平均波速 v_c 变低，桩底反射减弱。如果桩身有严重离析部位，则 $\rho_1>\rho_2$，$v_1>v_2$，$A_1=A_2$，故有 $R>0$，此时反射波与入射波同相。

(6)断桩。$\rho_1>\rho_2$，$v_1>v_2$，$A_1=A_2$，故有 $R>0$，反射波与入射波同相，同时，反射波旅行时间 t 减小，反射波提前到达桩顶，且很难记录到正常的桩底反射。

2)反射波法在模型桩上实测波形记录分析　反射波法在完整桩、断裂桩、缩径桩、离析桩及扩径桩上实测波形记录分析如下：

(1)完整桩。从图 10-8 实测的波形可知，初始直达波的初至为负，正向振幅随时间延续而递减，其后出现一个具有一定幅值的桩底反射负脉冲，由于 $A_1\rho_1v_1>A_2\rho_2v_2$，所以它与初始直达波同相。反射波的到达时间为 7.45ms，桩长 14m，由此计算出桩体的平均纵波速度 $v_P=2L/t=3758\text{m/s}$。

(2)断裂桩。在断裂处，因 $A_1\rho_1v_1>A_2\rho_2v_2$，致使反射系数为正值，故引起同相反射。从图 10-9 中可看出，直达初始信号为负脉冲，在断裂处产生的与初始信号同相的负向反射波叠加在直达初始信号的正向波形中。此外，在 5ms 之后出现了较明显的桩底反射信号。对于断裂桩，断裂处缝隙的宽、窄和充填物的性质将影响波沿桩身向下传播。当断裂处破碎严重时，会使桩反射波非常微弱，甚至接收不到反射信号。当断裂面距桩顶较近时，还会出现多次反射波。

(3)缩径桩及离析桩。在桩的缩径处(图 10-10)，$\rho_1v_1=\rho_2v_2$，但 $A_1>A_2$，从而有 $A_1\rho_1v_1>A_2\rho_2v_2$，即 $R>0$，所以产生同相反射波。实质上缩径处的下界面有 $A_1<A_2$，致使 $R<0$，但引起的伴生反相反射波往往不明显。对于缩经桩，由于缩而未断，缩径部位还是刚性联结，波的下传虽受影响，但桩底反射信号还是比较明显。

对于离析桩，同样由于 $A_1\rho_1v_1>A_2\rho_2v_2$，故可产生同相反射波，其波形特征与缩径桩相

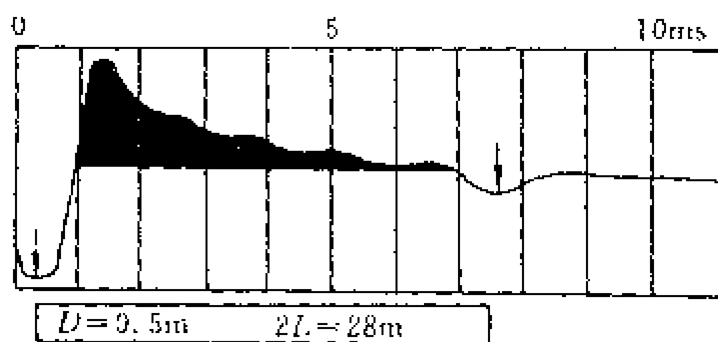


图 10-8　完整摩擦桩上的实测波形记录

D—桩径；L—桩长

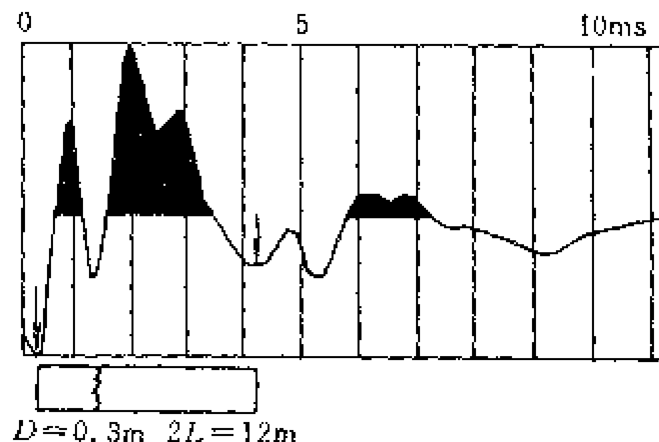


图 10-9　断裂桩上的实测波形记录

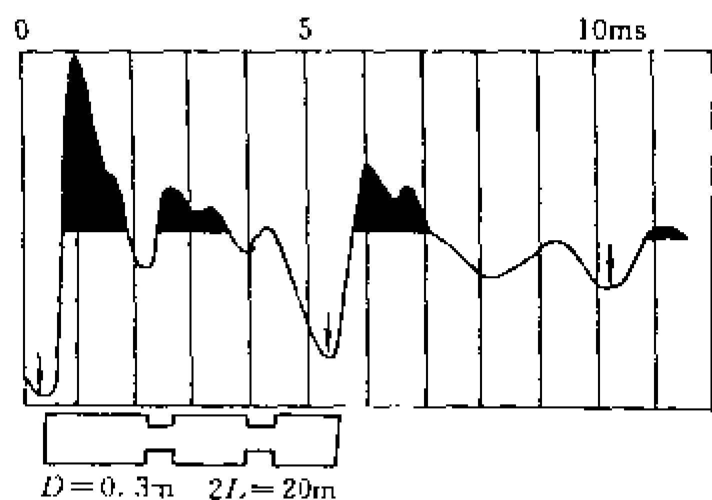


图 10-10 双缩径桩上的实测波形记录

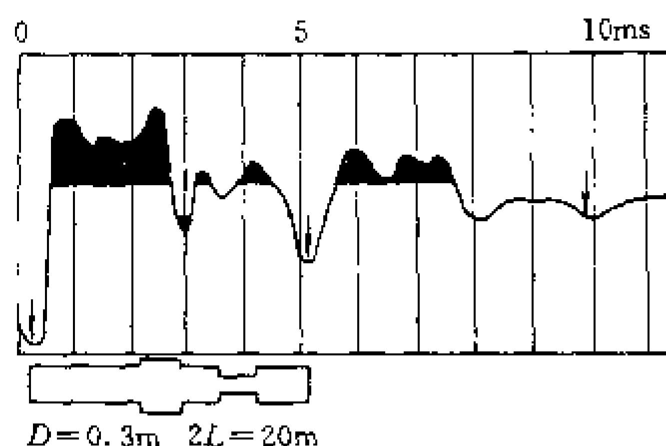


图 10-11 扩径、缩径桩上的实测波形记录

似，但桩底反射信号较弱。

(4)扩径桩。在扩径部位(图 10-11)，由于 $A_1<A_2$，$\rho_1v_1=\rho_2v_2$，致使 $R<0$，从而引起反相反射波，因此在波形记录上叠加了一个先正后负的波动信号。同时，波形记录上也明显反映了桩体缩径的存在，且桩底反射也较明显。

3)反射波法的检测系统及数据采集　目前国内、外生产的高频、高分辨率、浅层地震仪或专用的高频工程地震仪，可以适用于桩基的瞬态锤击无损检测的数据采集及简单的野外数据处理，必要时亦可将资料在室内计算机上进行处理。

如图 10-12 所示，数据采集系统由激振装置、信号接收的传感器、信号记录及显示、数据处理仪器三部分组成。图中的小锤一般重 1～9kg，适用于激发桩基质量检测的应力波和小型桩的桩-土体系自振频率的激振。自由落锤重约 50～150kg，应用于激发大型桩的桩-土自振频率。

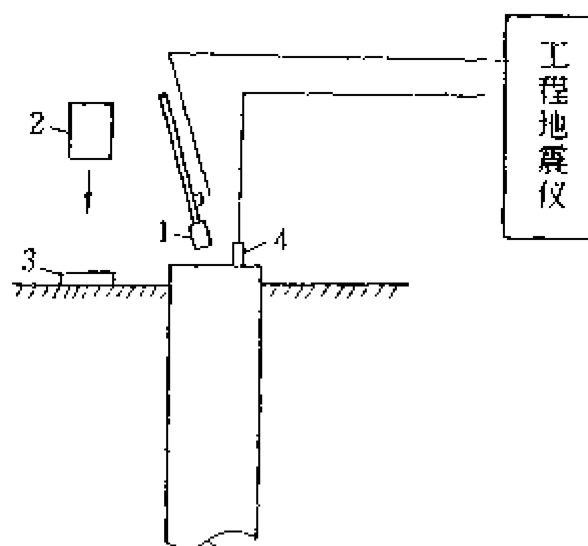


图 10-12 桩基动测数据采集系统
1—小锤；2—落锤；3—铁板；4—传感器

传感器可使用速度型或加速度型，速度传感器的灵敏度应优于 300mV/(cm·s)，加速度传感器的灵敏度应优于 100mV/g，同类型传感器应具有良好的一致性。传感器用于接收桩基被激振后在不同波阻抗界面所反射回来的应力波信号以及桩-土体系的振动信号。

现场测试时，要求基坑开挖平整，桩头凿至设计高度，锯掉桩头上过长的钢筋，露出混凝土平整的新鲜面。传感器可用石膏等粘合剂固定在桩顶，或固定在桩顶的小孔内，要求安装牢固、平稳。一般以安装在桩径 1/3 处为宜。若桩径较大，可安装 2～3 个传感器，以相互对比，提高桩基质量检测的准确性。

2. 频率法无损检测桩基承载力

1)基本原理　设桩及桩周土为一个单自由度无阻尼弹性系统，根据虎克定律和牛顿第二定律可以导出，桩-土体系的振动是按正弦规律变化，其振动周期为

$$T=2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \tag{10-8}$$

式中　m ——折算后的桩质量与参振土体质量之和；

k ——桩-土体系的抗压刚度。

则桩-土体系的固有频率为

$$f_z = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \tag{10-9}$$

由式(10-9)可知，桩-土体系的固有频率是由体系的质量 m 和刚度 k 所决定的。在质量一定的情况下，刚度越大，体系的固有频率越高；反之，则体系的固有频率越低。在刚度一定的情况下，质量越大，体系的固有频率越低；质量越小，则体系的固有频率越高。

改写式(10-9)，可得到桩-土体系抗压刚度 k 与其固有频率 f_z 的关系式

$$k = \frac{(2\pi f_z)^2 Q}{g} \tag{10-10}$$

式中　g——重力加速度，$g=9.81\text{m/s}^2$。

该式用于桩基计算时，除需作动力修正外，重量 Q 中包括桩的折算重量 Q_1 及参加振动的土体重量 Q_2，即 $Q=Q_1+Q_2$。若设法获得 f_z，即可计算桩基的竖向刚度 k，最后由经验公式再估算出桩的承载力。

2)频率法确定桩基刚度　所谓频率法就是应用式(10-10)的基本原理，先根据桩的设计资料和地基的勘测资料计算出 $Q=Q_1+Q_2$，再在现场实测桩基的固有频率 f_z，即可进行承压桩基的参数计算。

(1)固有频率检测。适用于频率法的检测系统与反射波法验桩检测系统类同。但激振方式稍有区别(图 10-13)，对桩-土体系固有频率的测试一般采用5～100kg 的大锤或落锤对桩周土激振，检波器置于桩顶，用地震仪接收桩-土体系的振动，在仪器记录的桩顶振动速度与时间的关系曲线上求出固有振动周期 T_z，即可计算出固有频率 f_z。

(2)计算单桩抗压刚度。根据式(10-10)，实用的单桩抗压刚度可写为

$$K_z = \frac{(2\pi f_z)^2 \cdot (Q_1 + Q_2)}{\lambda \cdot g} \tag{10-11}$$

式中　λ——动力修正系数，$\lambda=2.356$；

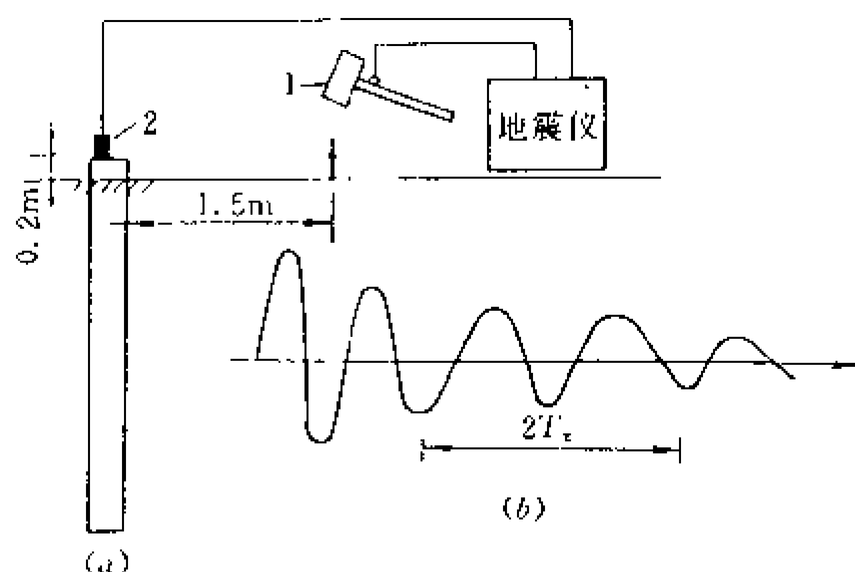


图 10-13　频率法检测桩基固有频率示意图

1—锤子；2—垂直检波器

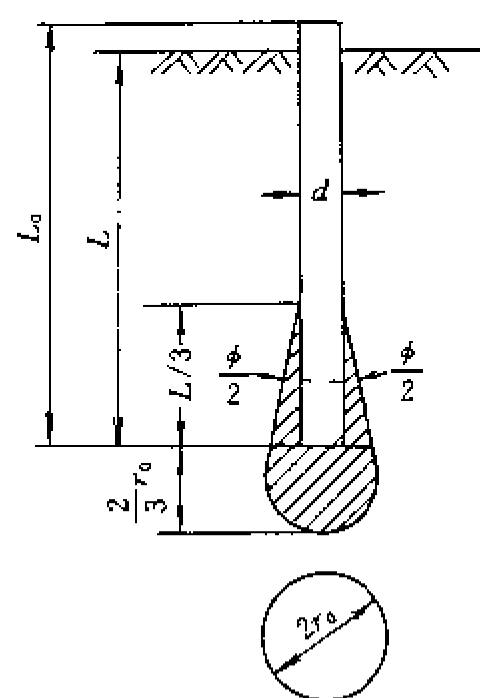


图 10-14　桩-土参振重量计算模型

g——重力加速度；

Q_1——折算后参振桩重，即

$$Q_1 = \frac{1}{3}\text{桩总重} = \frac{1}{3}AL_0\gamma_1$$

Q_2——折算后参振土重，桩-土体系参振重量的计算，如图 10-14 所示，即

$$Q_2 = \frac{1}{3}\left[\frac{\pi}{9}\cdot r_0(L+16r_0) - \frac{L}{3}A\right]\gamma_2$$

r_0——参振土扩散半径，即

$$r_0 = \frac{1}{2}\left(d + \frac{2}{3}L\cdot\tan\frac{\varphi}{2}\right) \tag{10-12}$$

A——桩的横截面积，m^2；

L_0——桩的全长；

L——桩的入土深度，m；

γ_1——桩的混凝土容量，kN/m^3；

γ_2——桩下段 $L/3$ 范围内土的容量，kN/m^3；

φ——桩的内摩擦角；

d——桩的直径。

(3)计算单桩临界荷载。单桩竖向极限承载力，可用下式计算

$$P_K = \mu K_z \tag{10-13}$$

式中　μ——经验系数，可根据静载和动载对比求得。

(4)计算单桩允许承载力。当桩尖以下土质较桩侧土强时，则

$$P_a = P_K \tag{10-14}$$

当桩尖以下土质较桩侧土弱时，或桩较长而桩侧土摩擦力较大时，则

$$P_a = \frac{P_K}{k} \tag{10-15}$$

式中　k——安全系数，一般取 2.0。

第三节　瑞利面波法

瑞利面波的特征，已在第七章作了简单介绍，它在常规的地震勘探中，一般被视为干扰波。

试验表明，当在圆形基础上对地表进行垂直方向的上下激震时，将产生纵波、横波和瑞利面波。其中，瑞利面波的能量约占总能量 2/3 左右。近年来国内、外对这种能量很强且沿地表附近传播的瑞利波进行了研究，并利用它的传播特征对地表浅层岩土介质进行分层，或探查地表附近的空洞、老窑采空区等方面取得了较好效果。

瑞利面波的激发方式可分为两类：较早出现的是稳态激震；之后出现利用锤击或爆炸进行瞬态激发。由于后一种瞬态激发方式简单，仪器设备通用，因此得到了较广泛的推广应用。

一、基本原理

在半无限均匀弹性介质中，瑞利面波振动的水平方向位移 D_x 和垂直方向位移 D_z，可由以下两式表示：

$$\left.\begin{aligned} D_x &= B\left(b\cdot e^{-bz} - \frac{2K_R^3\cdot b}{2K_R^2 - K_S^2}\cdot e^{-az}\right)\cdot\cos(\omega t - K_R\cdot x) \\ D_z &= B\left(\frac{2K_R\cdot a\cdot b}{2K_R^2 - K_S^2}\cdot e^{-az} - K_R\cdot e^{-bz}\right)\cdot\sin(\omega t - K_R\cdot x) \end{aligned}\right\} \quad (10\text{-}16)$$

式中　x、z —— 传播距离和深度；

a、b —— 衰减系数，与波数有关，$a^2=K_R^2-K_P^2$，$b^2=K_R^2-K_S^2$；

K_P、K_S、K_R —— 纵波、横波和瑞利波的圆波数；

B —— 与能量有关的常数。

从式(10-16)可看出，瑞利面波质点的位移不仅与频率 f、传播的距离 x、深度 z 有关，而且与介质的性质密切相关。当介质为理想的泊松固体时($\sigma=0.25$)，且在地表($z=0$)观测，则式(10-16)可改写为

$$\left.\begin{aligned} D_x &\approx 0.42C\cdot\cos(\omega_t - \frac{\omega}{v_R}x) \\ D_z &\approx 0.62C\cdot\sin(\omega t - \frac{\omega}{v_R}\cdot x) \end{aligned}\right\} \quad (10\text{-}17)$$

式中　C——与能量及波数有关的常数。

若将式(10-17)中的两式平方后相加，则得

$$\left(\frac{D_x}{0.42}\right)^2 + \left(\frac{D_z}{0.62}\right)^2 = 1 \quad (10\text{-}18)$$

显然，式(10-18)为一椭圆方程，这说明在 $z=0$ 的自由表面附近，瑞利面波质点的位移轨迹是 x-z 平面内的逆时针振动椭圆，其垂直轴与水平轴之比约为 3：2。

相对激发点而言，体波(P 波、S 波)是呈球面状发射，而瑞利波的波前面则呈竖立的圆筒状沿水平方向向四周扩散。它们的最大振幅相对于震源的距离为 r，瑞利波以 $1/\sqrt{r}$ 的规律衰减，而体波在震源附近以 $1/r^2$，在以外区域则以 $1/r$ 的规律衰减。可见，瑞利面波要比呈球面扩散的体波衰减慢的多，传播的也较远。

从弹性理论可知，纵波、横波、瑞利波的波速与泊松比 σ 有关。当泊松比趋于 0.5 时，瑞利波与横波波速趋于同一数值。在一般情况下，岩石的泊松比为 0.25 左右。土的泊松比约为 0.45～0.49，因此对第四系表土层，可以认为瑞利波与横波的波速相等，求横波波速可以用求瑞利波波速来代替。

当深度 z 为 1/2 波长时，瑞利面波的大部分能量已经迅速衰减。这一事实说明，瑞利面波的主要能量是沿水平方向在深度小于 1/2 波长的介质内传播，其波速主要与该深度范围内介质的物性有关。

通过改变激发频率，即可探测不同埋深介质的瑞利波波速平均值 $\bar{v}_R$，进而根据所测波速 $\bar{v}_R$ 解释不同深度的岩性。

二、工作方法及应用

1. 稳态法

在我国较早用于稳态激振的仪器是日本佐藤 GR—810 型瑞利面波地震仪。它的整个系统由程控高精度电磁式震源、地震检波器、地震仪、计算机、x-y 绘图仪等专用通用设备组成。稳态法的关键设备是程控电磁式震源。它在测线上由计算机控制产生等幅变频的稳态振动激发瑞利面波。使用两个保持一定间距(如 0.5m，1.0m)的检波器在测线上接收频率逐

渐由高到低，穿透深度由浅入深的瑞利面波。通过计算机对观测资料的自动处理，即可输出深度-速度关系曲线。根据曲线可获得地质解释成果。当深度按测定 $\bar{v}_R$ 时的波长的 1/2 解释时，$\bar{v}_R$ 的公布特性与地层岩性分布基本吻合。

利用瑞利面波法可以探测地下空洞。当空洞位于可能探测的深度并且直径大于埋深的 1/10 时，就可以控测出空洞的位置。在 $\bar{v}_R$-h 曲线上，若有空洞存在，$\bar{v}_R$ 值会突然降低。这种方法可用于检查堤坝空洞、探测防空洞、矿山老窑采空区及溶洞等。

空洞的探测方式一般有两种：一种是定距测量方式，即将震源 E 和检波器 A、B 以一定的间距同时在测线上逐点移动观测（图 10-15）。在测线中间的 v_R-h 曲线图上，v_R 值突然下降，表明在该测点下方约 5m 处有一空洞存在。另一种控测方式为变距测量方式，它是固定震源和一个检波器，以一定的间距移动另一个检波器进行测量。这两种方法，只要探测目标附近干扰因素不严重，都可以大致确定空洞的位置范围及其顶、底埋深。

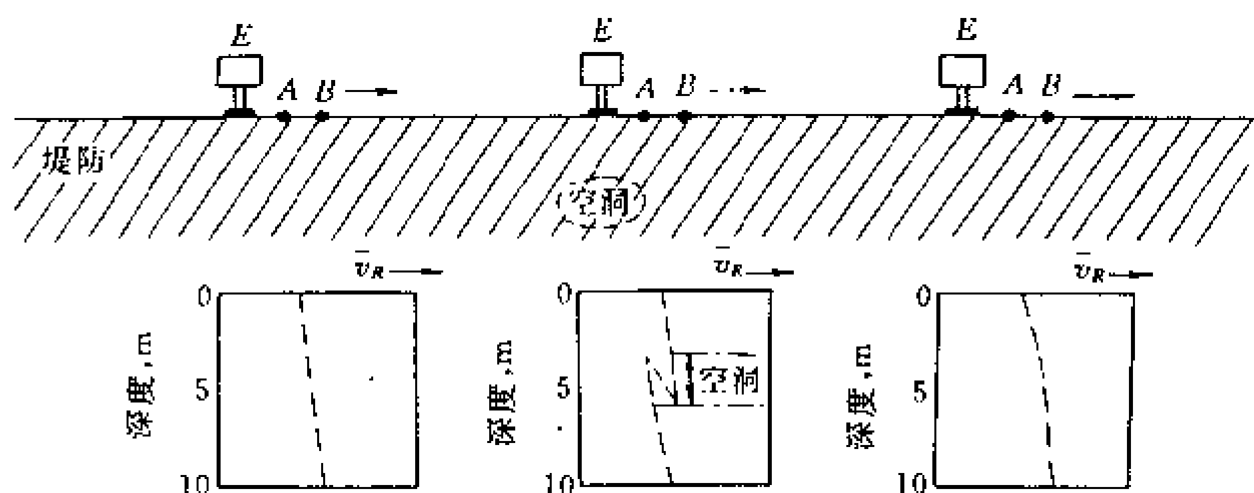


图 10-15　定距测量方式

2. 瞬态法

与稳态法不同，瞬态法主要是使用锤击震源，激发脉冲瑞利面波。测点设定之后，将两个检波器按前述的间距分别置于测点两侧的对称位置上，锤击震源亦在两个检波器的延长线上，与邻近检波器的距离 x 一般与两个检波器的距离 Δx 相等。当在一侧激发后，将震源移至另一侧的对称位置再次进行激发。检波距 Δx 通常以测点为中心成倍数递增，如 1m、2m、4m 等。

随着检波距 Δx 和偏移距的增大，探测深度也随之增大，因此要求震源的能量应相应增加，以保证产生足够的能量和较低频率的振动来增大瑞利面波的穿透深度。

野外地震数据采集之后，资料处理需要在计算机上完成，其主要任务是对各频段面波的识别和提取。因此，相应要作频谱分析、滤波，对各道要作功率谱、相位谱，还要做相关分析，计算相位差等，最后求出各频段的瑞利面波速度 $\bar{v}_R$ 和波长 λ_R，并绘制离散分布曲线，结合现场的具体情况进行曲线的反演解释等。

第三篇　地球物理测井

测井作为地球物理勘探的一门应用技术，至今已有半个世纪以上的历史。从广义的角度来说，可以认为测井是地面物探技术和理论在钻孔中的应用。测井技术能用来解决各种地质问题，其基础仍然是地下各种岩石和探测对象具有不同的物理性质。于是人们就可以利用这些性质与对象之间的一定关系来研究钻孔剖面各种岩性的划分、深度和厚度的确定、各种目的层的判别，以及进行其它的定性和半定量的解释等。合理运用测井技术还可以弥补钻探取芯率不足，为测区提供更充分的地质资料。在有利的条件下，可使钻探取芯率减到最小程度，甚至可以不取芯。

测井技术在水文地质和工程地质勘探中应用较好的有以下几个方面：

(1)划分含水层，包括岩性的(如第四系及各类基岩中的孔隙含水层)和构造的(如裂隙的、溶蚀的)含水层。特别是后者，利用声波测井、超声成像测井、高频电磁波法等效果明显。

(2)判定岩性，了解裂隙及岩石的风化程度。利用声波测井可以有效地解决后一问题。

(3)通过测井资料对比，了解区域水文地质情况，包括地下水的分布、含水层的水力联系、岩性变化和构造发育程度等。

(4)提供地下水和岩石物理参数的定量数据，以了解水质，计算岩石的工程级别和必要的水文及工程地质试验参数。

第十一章　电　测　井

电测井是依据岩、矿石的电学性质和电化学性质，研究井壁岩性情况的一组井中物探方法。目前，最常用的电测井方法有视电阻率测井、井液电阻率测井及自然电位测井等。

第一节　视电阻率测井

一、常规视电阻率测井

(一)视电阻率测井的方法原理

视电阻率测井是以岩、矿石电阻率差异为物理依据，通过测量人工直流电场沿钻孔剖面的变化，来研究钻孔地质剖面的一种主要电测井方法。视电阻率测井原理如图 11-1 所示，其中供电电路由电源 E、电流表mA、可变电阻 R 以及供电电极 A、B 构成；测量电路由地面测量仪器 G 和测量电极 M、N 构成。

供电电极 A 通过大地与供电电极 B 形成的稳定电流场，其电流线的分布受到供电测量电极周围岩石导电性差异的影响，而造成 M、N 电极之间电位差 ΔU_{MN}的变化。通过地面测量仪器观测 ΔU_{MN}，便可以了解视电阻率 ρ_s 随固定电极排列沿井筒移动的变化曲线。由此可知，视电阻率测井的原理与地面电阻率法中的电剖面法类同，其惟一差别为后者研究的是半无限空间问题，而前者研究的是全无限空间的问题。

对于电阻率为 ρ 的均匀各向同性全无限空间，根据第一章关于稳定电流场理论可知，当供电电极 A 的电流强度为 I 时，测量电极 M、N 处的电位分别为

$$U_M = \frac{\rho I}{4\pi} \cdot \frac{1}{AM}$$

$$U_N = \frac{\rho I}{4\pi} \cdot \frac{1}{AN}$$

M、N 之间的电位差则为

$$\Delta U_{MN} = U_M - U_N = \frac{\rho I}{4\pi} \cdot \frac{MN}{AM \cdot AN} \tag{11-1}$$

考虑到供电电极 B 位于地面，因而对井内电极 M、N 而言，可将其视为无穷远。这样，由 AB 供电在 M、N 之间所形成的电位差便可视为点电源 A 在 M、N 之间产生的电位差。

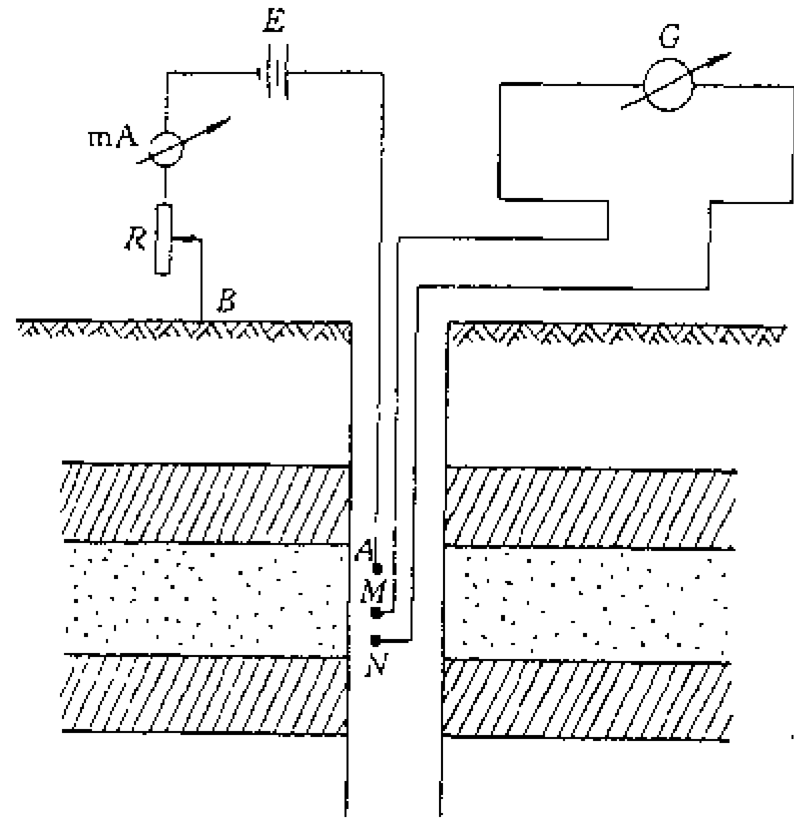


图 11-1 视电阻率测井原理示意图

将式(11-1)整理便得

$$\rho = 4\pi \frac{AM \cdot AN}{MN} \cdot \frac{\Delta U_{MN}}{I} = K \frac{\Delta U_{MN}}{I} \tag{11-2}$$

式中 K——电极系系数，$K = 4\pi \cdot \dfrac{AM \cdot AN}{MN}$。

由此可知，对于某一电极系，K 值是已知常数，故只要测出供电电流强度 I 和 M、N 之间的电位差 ΔU_{MN}，便可由式(11-2)求得均匀介质的电阻率 ρ 值。

但在实际测井工作中，不仅钻孔所穿过的岩层电阻率和厚度各不相同，而且钻孔内充满泥浆；此外，在渗透性地层中，还可能存在着泥浆滤液的渗入带。故在非均匀介质中进行测量，用式(11-2)求得的电阻率值显然不是某一岩层的真电阻率值，而是勘探体积内各种介质电阻率的综合反映，这里也称其为视电阻率，并用符号 ρ_s 表示。即

$$\rho_s = K \frac{\Delta U_{MN}}{I} \tag{11-3}$$

尽管实测的沿孔壁变化的视电阻率曲线受地层厚度、井径、泥浆电阻率、渗入带电阻率等因素的影响。但只要合理地选择电极系等参数，便能使岩层电阻率对视电阻率值起主导作用。因而仍可利用视电阻率这一参数定性确定岩层电阻率的相对值，从而实现划分钻孔地质剖面的目的。

(二)常规视电阻率测井电极系

在常规视电阻率测井中，有供电电极 A、B 和测量电极 M、N 四个电极，通常总有一个电极埋置在地面井口附近。井内只有三个电极时，构成 AMN 或 ABM 电极排列。在电极系中，通常将构成同一回路(供电或测量)的二个电极称为成对电极；与地面电极构成同一回路的另一个电极称的不成对电极。实际工作中，根据电极系中三个电极之间的位置和距离不同，又把电极系划分为梯度电极系和电位电极系两种类型(图 11-2)。

1. 梯度电极系

所谓梯度电极系就是在三电极系中，成对电极之间的距离小于不成对电极的距离。根据

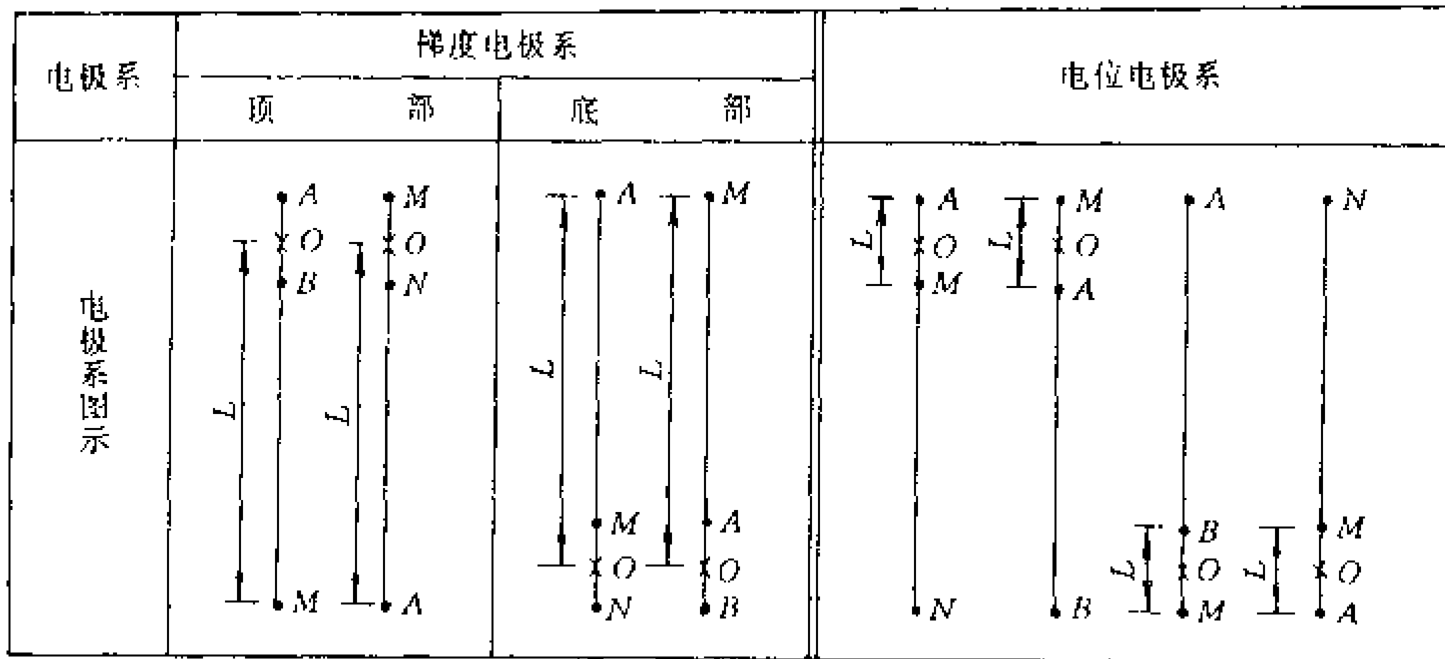


图 11-2 电极系类型图示

成对电极与不成对电极相对位置的不同，将成对电极位于不成对电极之上的称为顶部梯度电极系；将成对电极位于不成对电极之下的称为底部梯度电极系。当成对电极之间的距离趋于零时，称为理想梯度电极系。

梯度电极系的视电阻率值用 ρ_{ST} 表示，并且有

$$\rho_{ST} = 4\pi \cdot \frac{AM \cdot AN}{MN} \cdot \frac{\Delta U_{MN}}{I} = 4\pi \cdot AM \cdot AN \cdot \frac{\Delta U_{MN}/MN}{I} \tag{11-4}$$

显然，梯度电极系所测得的 ρ_s 值与电位梯度成正比，这便是梯度电极系的含意。

对于理想梯度电极系，因 $NM \to 0$(或 $AB \to 0$)，故式(11-4)则可写成

$$\rho_{ST} = 4\pi L^2 \frac{E_{MN}}{I} \tag{11-5}$$

梯度电极系的记录点为成对电极的中点，并以 O 表示。不成对电极到记录点 O 之间的距离称梯度电极系的电极距，并用 L 表示。

2. 电位电极系

电位电极系就是在三电极系中成对电极之间的距离大于不成对电极的距离。若成对电极间的距离趋于无穷远，则称其为理想电位电极系。

不成对电极之间的距离称为电位电极系的电极距，并用 L 表示。记录点 O 为 L 的中点。

电位电极系的视电阻率值用 ρ_{SW} 表示，并且有

$$\rho_{SW} = 4\pi \frac{AM \cdot AN}{MN} \cdot \frac{U_M - U_N}{I} \tag{11-6}$$

对于理想电位电极系，因为 $MN \to \infty$，$AN \approx MN$，$U_N \to 0$，故

$$\rho_{SW} = 4\pi \cdot AM \cdot \frac{U_M}{I} \tag{11-7}$$

显然，电位电极系所测得的视电阻率值与 M 极处的电位成正比，这便是电位电极系的含意。

电极系不仅可以图示(图 11-2)，还可以用文字符号表示。后者通常是按电极在井内的顺序，自上而下写出各电极符号，相邻两个电极之间的距离用数字标出(以米为单位)。例如，A2.0M0.1N 表示该电极系最上方为 A 极，最下方为 N 极，中间为 M 极，A 距 M 为 2m，M

距 N 为 0.1m。由此可知，这是一电极距 $L=2.05$m 的底部梯度电极系。

（三）理论视电阻率测井曲线

1. 电位电极系视电阻率 ρ_{SW} 测井曲线

图 11-3a 为高阻厚层（无钻孔影响，采用理想电位电极系 AM）理论视电阻率测井曲线。下面根据第一章所述的镜像法原理分析其变化规律如下：

（1）当电极系位于高阻层底界面以下的 ρ_1 岩层中且距离岩层界面比较远时，镜像虚点电源 A' 位于高阻 ρ_2 岩层中且距 M 极比较远。这样，A' 对 M 极处产生的附加电位很小以至可以忽略，故其视电阻率 ρ_{SW} 近似为低阻岩层的真电阻率值 ρ_1（图 11-3a 中 a 点以下部分）。

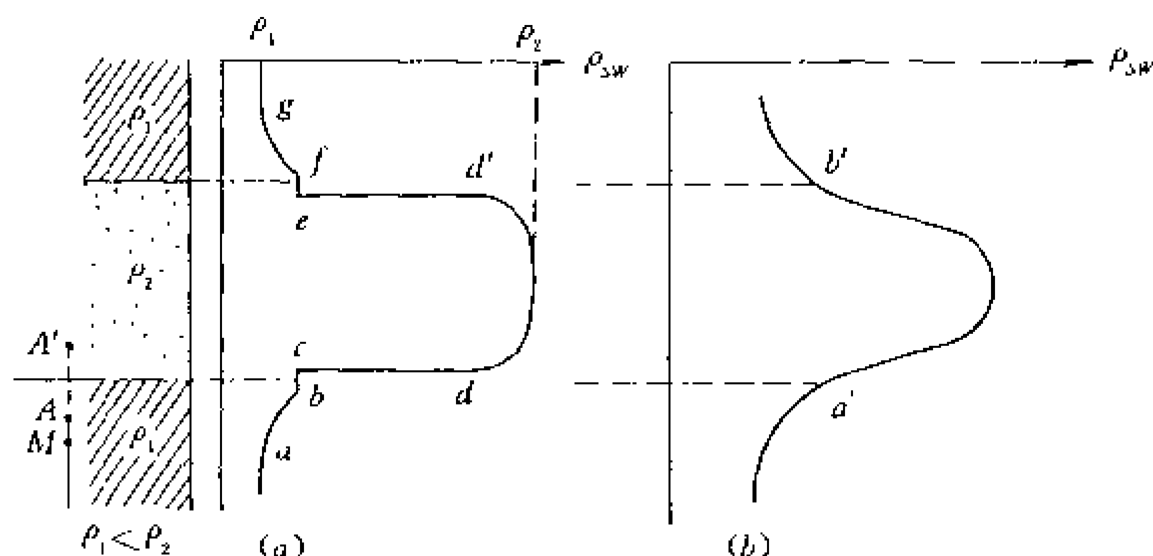


图 11-3 高阻厚层上的电位电极系视电阻率测井曲线

a—理论曲线；b—实测曲线

（2）随着电极系向上移动并靠近界面，A' 也下移而接近 A 极。因 A' 位于高阻岩层 ρ_2 中，其符号为正，故 A' 在 M 极处产生正的附加电位，从而使 ρ_{SW} 值随电极系上移而增大（图 11-3a 中 ab 段）。

（3）当 A 极进入 ρ_2 岩层，M 极仍在 ρ_1 岩层中，此时没有虚电源，A' 到 M 极的透射距离固定不变，故直到 M 极上移到 ρ_1 与 ρ_2 的分界面处，ρ_{SW} 值保持不变（图中 bc 平直段）。该平直段的长度等于电极距 L。

（4）当电极系继续上移，M 极一旦越过分界面由 ρ_1 介质进入 ρ_2 高阻介质时，根据镜像原理，M 极电位（$U_M=\frac{I\cdot\rho_2}{4\pi}\cdot\frac{1}{L}$）发生突变，致使 ρ_{SW} 曲线突变上升趋向 ρ_2 值，但因此时的虚镜像电源 A' 在 ρ_1 低阻介质中，故附加电位为负值，所以 ρ_{SW} 曲线不能立即等于 ρ_2 值（图中 cd 曲线段）。

（5）当电极系进入高阻 ρ_2 厚层介质的中部时，可视为电极系远离 ρ_2 的顶、底界面。此时，ρ_{SW} 曲线上升接近 ρ_2 值。

图 11-3b 为高阻厚层上的实测 ρ_{SW} 曲线，与理论曲线相比可以看出，二者的形状基本相似，只是实测曲线因受钻孔井径和泥浆等因素的影响，使 ρ_{SW} 曲线的极大值变小，平直段消失，曲线变圆滑。这时高阻岩层分界面的位置可以用分离点 a'、b' 来确定。

图 11-4a 为不同厚度高阻岩层上的理想电位电极系理论视电阻率测井曲线。结合上述分析可以得出电位电极系理论视电阻率测井曲线具有如下特征：

（1）当 $\rho_1=\rho_3$ 时，ρ_{SW} 曲线上下对称于高阻岩层中心。

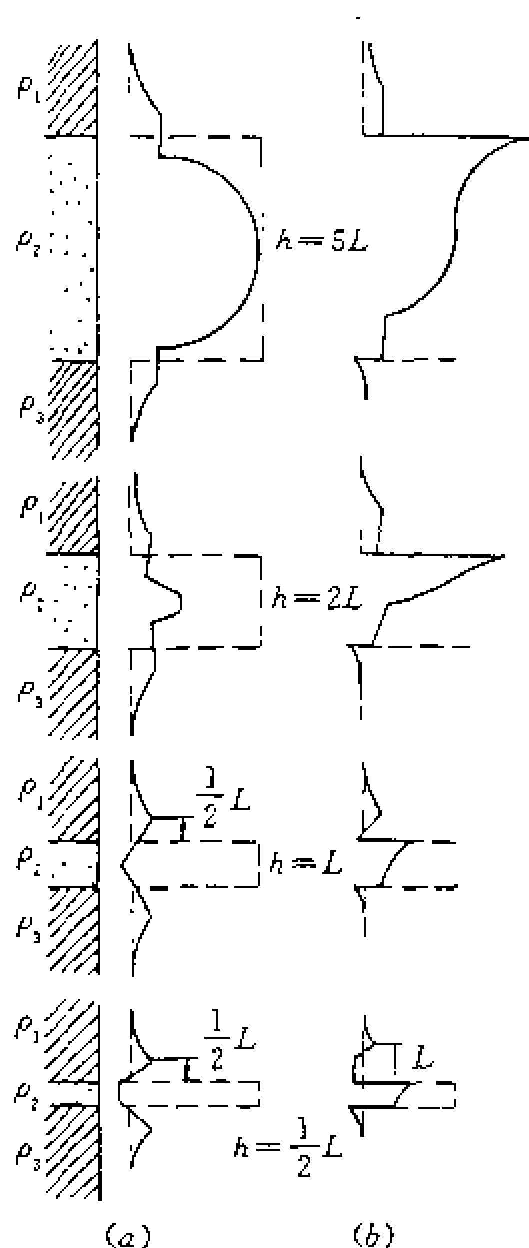


图 11-4 不同 h/L 地层上的视电阻率测井理论曲线

a—电位电极系曲线；

b 顶部梯度电极系曲线；

$\rho_1=\rho_3, \rho_2>\rho_1$

(2)在高阻岩层中心，ρ_{SW}曲线具有极大值，在厚层($h\geq 5L$)条件下，该极大值近似等于高阻岩层的真电阻率 ρ_2 值；在非厚层条件下，则小于其真电阻率值。尤其对 $h<L$ 的高阻薄层，其中心所对应的 ρ_{SW}值反而小于低阻围岩的电阻率值。显然，电位电极系 ρ_{SW}测井曲线不利于划分薄层。

(3)ρ_{SW}曲线的平直段的长度等于电极距 L，其中点与高阻岩层的顶、底界面位置对应。

2. 梯度电极系视电阻率测井曲线

图 11-5 为高阻厚层($h>3L$，无钻孔影响，采用理想梯度电极系)理论视电阻率测井曲线。现根据地下电流密度分布规律，分析顶部梯度电极系($M0.2N2.0A$)ρ_{ST}测井曲线的变化规律如下：

(1)当电极系位于高阻岩层底界面以下的 ρ_1 岩层中且距离该界面较远时，ρ_2 高阻岩层对电流的排斥作用很小，可以忽略，即 $j_{MN}=j_0$、$\rho_{MN}=\rho_1$，故 $\rho_{ST}=\rho_1$(图 11-5a 中特征点 a 以下部分)。

(2)随着电极系向上提升并靠近高阻层底界面，ρ_2 排斥电流的能力逐渐增强，从而使 j_{MN}减小(即 $j_{MN}<j_0$)，故 ρ_{ST}值也减小，直到 NM 极到达界面时，ρ_{ST}曲线出现极小值(图中 ab 段)。

(3)当电极系的 MN 位于高阻层底界面的 ρ_2 介质一侧，A 电源仍在 ρ_3 中时，虽 j_{MN}受 ρ_2 的排斥最强，是极小值，但由于 MN 从 ρ_3 跃入高阻 ρ_2 介质，根据镜像法的电位公式 ρ_{ST}曲线出现有限的跃变平直段 bc。

(4)跨越界面两侧的梯度电极系继续上移，由于界面两侧电流密度的法向分量连续，j_{MN}保持极小值不变，ρ_{ST}曲线出现竖直上升段 cd。

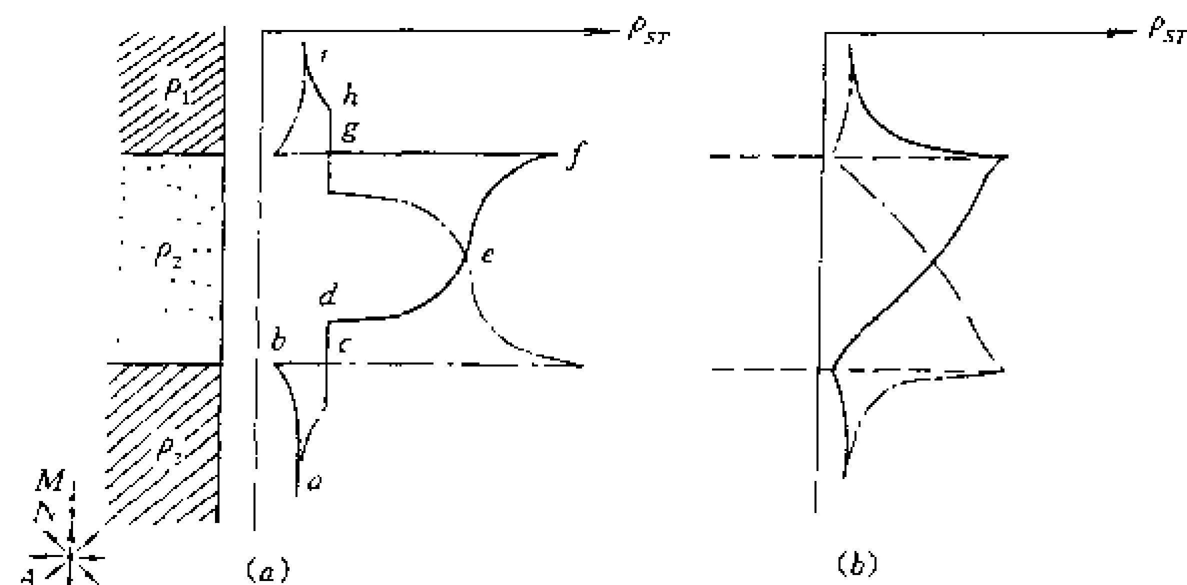


图 11-5 高阻厚层上的梯度电极系视电阻率测井曲线

a—理论曲线；b—实测曲线；$\rho_1=\rho_3$；$\rho_2>\rho_1$；

实线代表顶部梯度曲线，点划线代表底部梯度曲线

(5)当 A 电源一旦进入 ρ_2 介质，且随着电极系上升逐渐远离 ρ_2 底界面时，顶部低阻介质 ρ_3 吸引 A 电源电流线的作用逐渐减弱，ρ_{ST}曲线出现上升段 de。

(6)当电极系越过 ρ_2 厚度的中点，接近 ρ_2 的顶界面时，顶部低阻介质 ρ_1 对 A 电源电流线的吸引作用逐渐加强。j_{MN}逐渐增大，ρ_{ST}曲线出现逐渐上升的 ef 段。当 MN 到达 ρ_2 顶界面的 ρ_2 一侧时，低阻 ρ_1 介质对 A 电源电流线的吸引达极大值，ρ_{ST}曲线出现尖峰值 f 点。

(7)电极系继续上升，当 MN 一旦由高阻 ρ_2 介质进入低阻 ρ_1 介质时，虽界面两侧电流密度的法向分量连续，j_{MN}保持不变，但根据镜像法原理，ρ_{ST}曲线出现突然下降的 fg 段。

(8)当电极系继续跨越界面上移，以及全部进入 ρ_1 之后，ρ_{ST} 曲线出现的竖直段 gh 和下降段 hi，曲线形成的原理与前述的 cd 段、ab 段类同，底部梯度电极系的 ρ_{ST} 理论曲线的分析方法也与其完全相同，故在此不再重复。

图 11-5b 为高阻厚层上的实测曲线，其形状也基本与理论曲线相似。但因受钻孔影响，曲线变圆滑，极小值不太清楚，但极大值仍然很明显。为了较准确地确定岩层顶底界面，实际工作时，可以采用顶部和底部两种梯度电极系进行测量。

图 11-4b 为不同厚度高阻岩层上顶部梯度电极系理论视电阻率测井曲线。综上所述，梯度电极系视电阻率测井曲线具有以下特征：

(1)ρ_{SW} 曲线不对称于岩层中心。在岩层分界面上视电阻率曲线具有极大或极小值。对于厚层，其中心的 ρ_{SW} 值接近该层的真电阻率值。

(2)顶部梯度电极系在高阻岩层的顶界面上具有极大值，在底界面上具有极小值；在低阻岩层的底界面上具有极大值，顶界面上具有极小值。底部梯度电极系与顶部梯度电极系具有完全相反的特征。

(3)无论厚层或是薄层，梯度电极系的视电阻率测井曲线在高阻层上总是出现高值异常，在低阻层上总是出现低值异常。显然，梯度电极系比电位电极系对于界面具有较高的分辨率，有利于划分薄层。

(4)对于高阻薄层，梯度曲线急剧变化处对应岩层顶、底界面的位置。在解释实测曲线时，多采用 ρ_{SW} 异常 2/3 靠近极大值处确定界面位置。

(四)视电阻率测井曲线的应用

视电阻率测井曲线主要用于划分钻孔地质剖面、分层定厚和确定多孔性岩石的孔隙率等。

1. 划分钻孔地质剖面

水文地质工作的主要任务之一就是正确划分钻孔地质剖面，确定含水层位置。利用测井曲线既可以有效地完成这一任务，又可以减少钻探取芯工作量，从而加快钻探工作的进度，降低成本。视电阻率测井曲线是依据岩石电阻率差异来划分钻孔地质剖面的，尤其是对第四系松散沉积层或一般砂泥岩地层，可以根据视电阻率曲线上的高、低阻异常确定出含水砂层和隔水粘土的位置及厚度。

一般来说，第四系松散砂砾石层含淡水时，在视电阻率测井曲线上具有高值异常，而隔水的粘土、亚粘土则具有低值异常；当砂砾石层含咸水时，因其 ρ_s 值与粘土层相近，故很难从视电阻率测井曲线上将二者区分开。此时，利用自然电位或放射性测井曲线可获得好的效果。对于岩溶以及裂隙含水体，通常在视电阻率测井曲线上相对高阻围岩呈低值异常显示。

利用视电阻率测井曲线划分钻孔地质剖面的实例如图 11-6 所示。由图可知，在粘土层

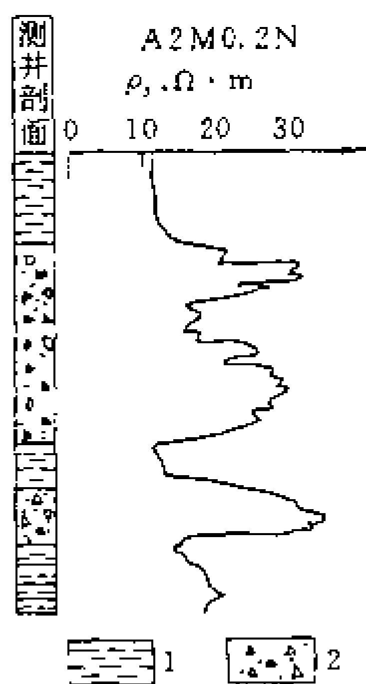


图 11-6 利用视电阻率测井曲线划分钻孔地质剖面
1—粘土;2—砂砾层;3—砂泥岩

上的 ρ_s 呈低值反映,在含水的砂砾石层上的 ρ_s 呈高值反映,而砂泥岩上的 ρ_s 值介于粘土层与砾石层之间。

2. 分层定厚解释

1)视电阻率电位曲线 对于厚层($h \geqslant 5L$),通常根据曲线急剧上升的分离点(又称拐点)确定层位(图 11-7a)。上、下两个分离点 a、b 分别对应高阻砂层的顶、底界面位置,而岩层厚度 $h = ab$。

对于中厚层($L \leqslant h < 5L$),一般利用 1/2 异常幅值点确定界面位置(图 11-7b)。

对于 $h < L$ 的薄层,因视电阻率电位曲线在高阻层上出现小于低阻围岩的低值异常,故用其分层定厚是不利的。

2)视电阻率梯度曲线 对于厚度 $h > L$ 的岩层,用非理想梯度电极系视电阻率测井曲线分层定厚时,一般先找出曲线上的极大值和极小值点,然后将极值点向成对电极方向移动 $MN/2$(或 $AB/2$)距离,此时极值点所对应的深度便是岩层界面的位置(图 11-8a)。

对于厚度$h < L$的薄层,因视电阻率梯度曲线关于岩层中心近似对称,故通常利用2/3

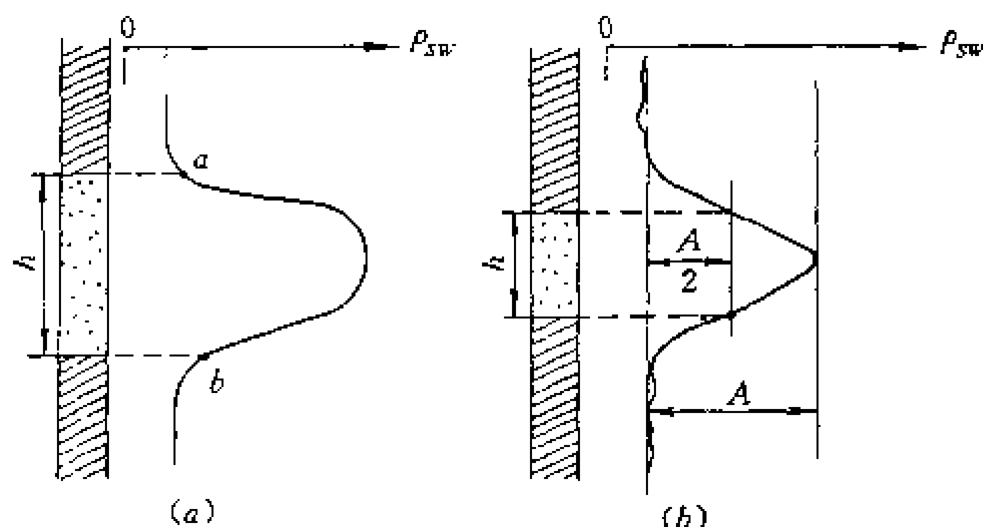


图 11-7 视电阻率电位曲线分层定厚方法
a—$h \geqslant 5L$;b—$L < h < 5L$

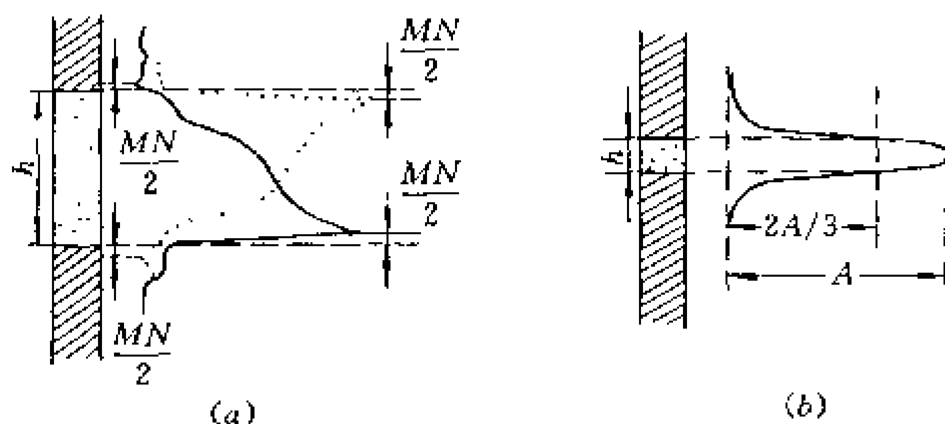


图 11-8 视电阻率梯度曲线分层定厚方法
a—$h > L$;b—$h \leqslant L$;点线代表顶部梯度曲线;
实线代表底部梯度曲线

异常幅值点确定岩层界面位置(图 11-8b)。

3. 确定多孔性岩石的孔隙率

根据大量多孔性岩石电阻率测定、统计而得出的经验公式有

$$\rho_n = aq^{-m}S^{-n}\rho_0 \tag{11-8}$$

式中 ρ_n ——岩石的电阻率;

ρ_0 ——充填的孔隙水的电阻率;

q ——孔隙率;

n ——饱和度指数;

m ——孔隙率指数,或称胶结指数,通常在 1.5～3.0 之间变化,对于较松散、弱胶结的多孔岩石为 1.3 左右,固结良好的古生代地层为 1.95 左右;

S ——含水的饱和度(水充填空间的比值);

a ——比例系数,在 0.6～1.5 之间变化。

式(11-8)称为阿尔奇公式,对于饱含水的地层,$S=1$,式(11-8)改写为

$$\rho = \frac{\rho_n}{\rho_0} = aq^{-m} \tag{11-9}$$

式中 ρ——相对电阻率。

在实际工作中,需进行大量实验工作,先作出测区一定岩性地层的 ρ-q 关系曲线,然后只要求出岩石电阻率 ρ_n 和地层水的电阻率 ρ_0 值,即可求出 q 值。

利用视电阻率测井曲线求 q 值的精确程度主要取决于 ρ_n、ρ_0 的取值精度以及 $\rho=f(q)$式的实用程度,在通常视电率值受多种复杂因素影响情况下,所确定的孔隙率具有一定误差。因此,最好采用多种测井方法配合为好。

二、井液电阻率测井及其在水文测井中的应用

井液电阻率测井在水文地质调查中,不仅可以用于确定含水层位置、地下水运动状态、水文地质参数以及检查井内漏水或进水位置,而且还可以为正确解释视电阻率和自然电位测井的资料估计泥浆的影响提供有用资料。

井液电阻率测井与常规视电阻率测井的原理基本相同。它是采用井内液体电阻率计实现井液电阻率测量的。井液电阻率计实质上是由电极距很小的特殊电极系构成的。它是将电极系装在一个既能使井内液体顺利通过,又能避免井壁及岩层对测量结果影响的铁制蔽罩中。环状电极的井内液体电阻率计结构及测量原理线路如图 11-9 所示。

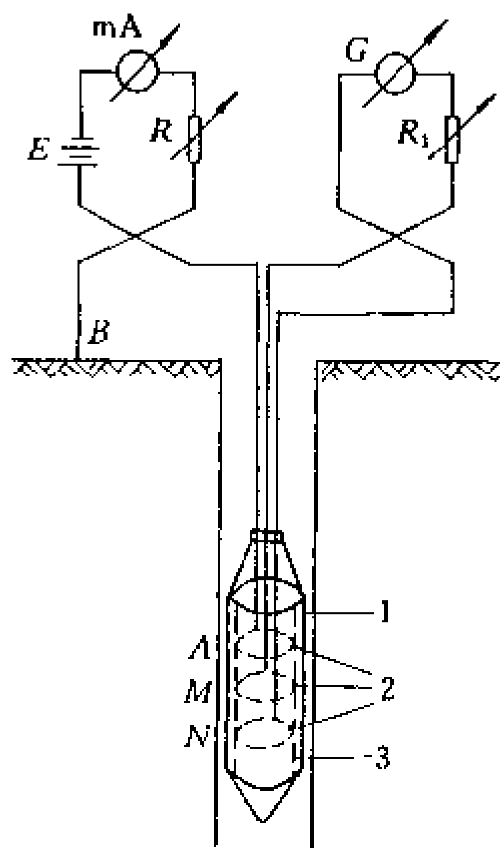


图 11-9 环形井液电阻率计及测量原理线路

1--屏蔽罩;2--环形电极;3—绝缘层

常用的井液电阻率测井方法有扩散法、提捞法和注入法。

1. 扩散法

进行扩散法测量之前,首先必须冲孔,将井壁上的泥饼全部冲刷掉以利于溶液的扩散,然后测量盐化前的正常井液电阻率 ρ_0,之后将盐化的清水井液注满钻孔。由于地层水矿化度远远低于盐化井液的矿化度,故在含水层的部位、地层水不断渗入井内而使井液矿化度减小。从而引起井液电阻率随时间延续而增大。在盐化后,每隔一定时间测量井液电阻率

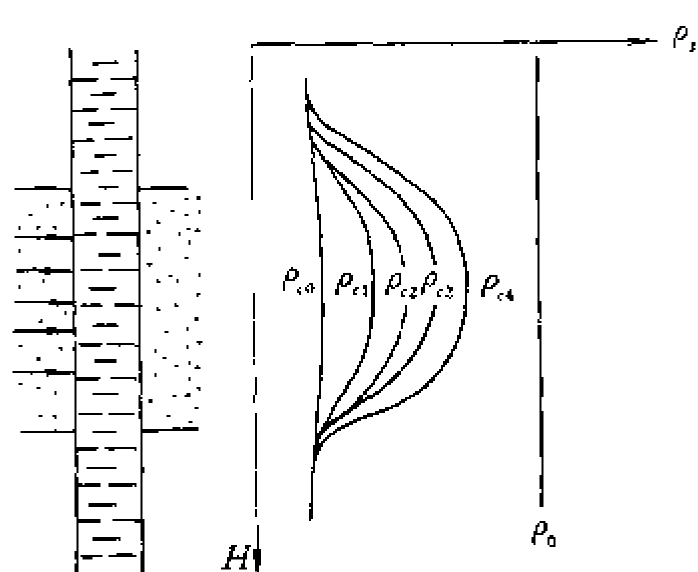


图 11-10 扩散法井液电阻率曲线

曲线 ρ_{c0}，ρ_{c1}，…，ρ_{c4}，并记下每次的测量时间 t_0，t_1，…，t_4（图 11-10）。根据井液电阻率曲线的异常宽度，便可以确定含水层的位置和厚度。此外，还可以根据曲线异常幅度随时间变化的大小了解含水层的富水性，定性判断涌水量以及检查钻孔中套管止水的效果等。

扩散法在地下水流速较快，涌水量较大的钻孔中应用比较有利。

2. 提捞法

提捞法也称抽水法。它同样通过测量井液电阻率沿井筒随时间的变化，来确定含水层底界面或漏水点的一种井液电阻率法。

由于提捞法具有通过抽水来加速井液电阻率变化的特点，所以这种方法适用于弱含水层的测量。

提捞法的测量步骤如下：

（1）测量盐化前的正常井液电阻率曲线 ρ_0。

（2）用均匀的盐化井液（电阻率为 ρ_c）注满钻孔，并使井液电阻率 ρ_c 与地层水电阻率 ρ_1 有明显差异，一般使 $\rho_c \ll \rho_1$，并立即测量盐化后的井液电阻率曲线 ρ_c。

（3）每隔一定时间，从井内抽出一部分液体，以减少井液压力使地下水流入井内，引起含水层处井液矿化度降低，从而导致井液电阻率增大。

对于含水层而言，提捞法井液电阻率曲线（图 11-11）的异常变化最大的部位是含水层底界面的位置；对于检查钻孔套管的止水效果，异常部位则对应漏水点的位置。

3. 注入法

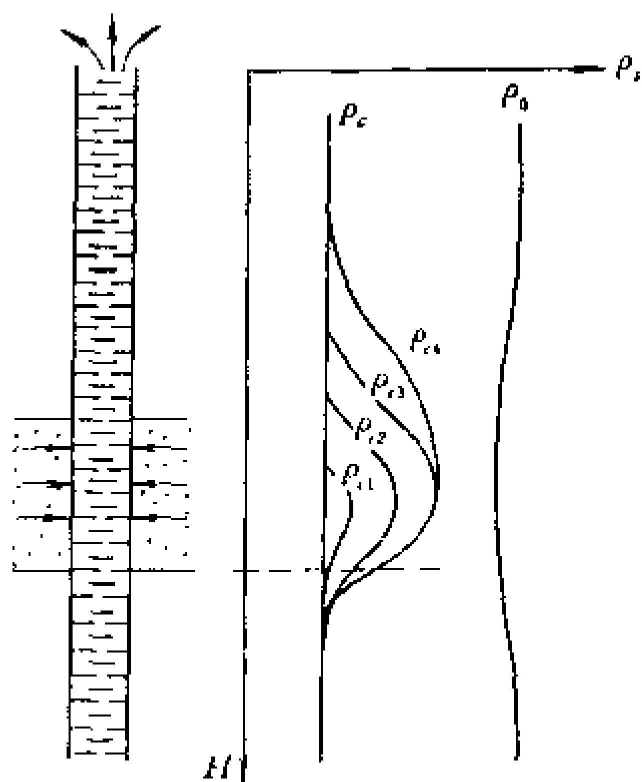


图 11-11 用提捞法测定含水层位置的井液电阻率曲线

ρ_0—盐化前的井液电阻率

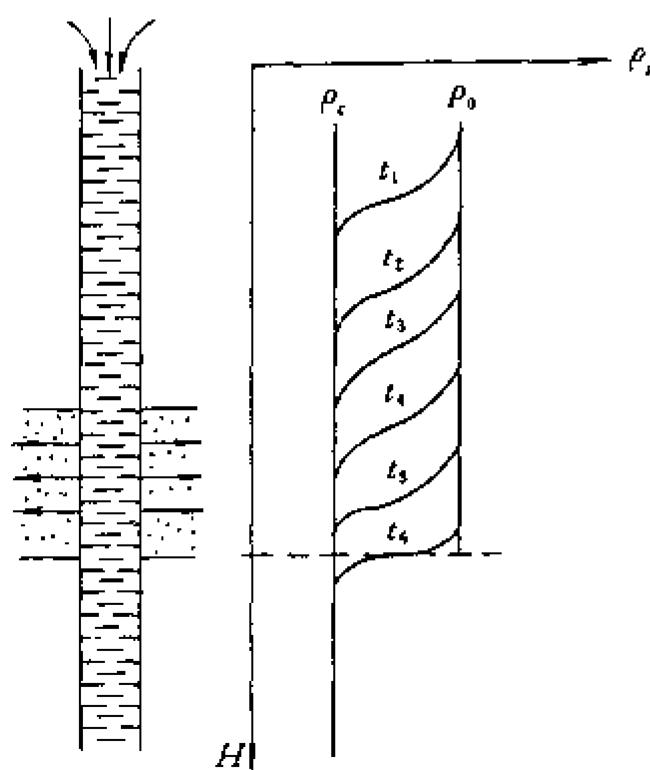


图 11-12 用注入法测定含水层位置的井液电阻率曲线

ρ_0—注入淡水的电阻率；ρ_c—盐化井液的电阻率

注入法也称挤压法。它与提捞法相反，是向盐化的井液（其电阻率为 ρ_c）中连续注入淡水（其电阻率为 ρ_0）。随着连续向钻孔中注入淡水，用井液电阻率计测定咸、淡水分界面随时间的移动。在人工抬高水位的压力下，高浓度的盐化井液由含水层流失，咸、淡水分界面便沿井筒下移。当分界面移至含水层时，由于注入的淡水已全部流进含水层，故所测到的咸、淡水分界面就不再向下移动（图 11-12）。显然，咸、淡水分界面的终止深度就是含水层或漏水点的位置。

注入法和提捞法一样，都只适用于确定含水层底界面的位置。

第二节　自然电位测井

自然电位测井与地面自然电场法类似，它是通过测量钻井剖面的自然电场变化，来判断含水层的位置、含水性以及解决其它有关的地质问题。自然电位测井的测量装置如图 11-13 所示，它只需一测量回路而不需供电装置，通常将测量电极 N 布置在地面上，另一测量电极 M 置于井内作为移动电极。井中自然电场产生的原因与地面自然电场法中所述的原因完全相同，只不过前者由于钻孔泥浆的客观存在，而使其自然电场的产生过程相对后者更为复杂，并具有与地面自然电场法不同的异常特征。

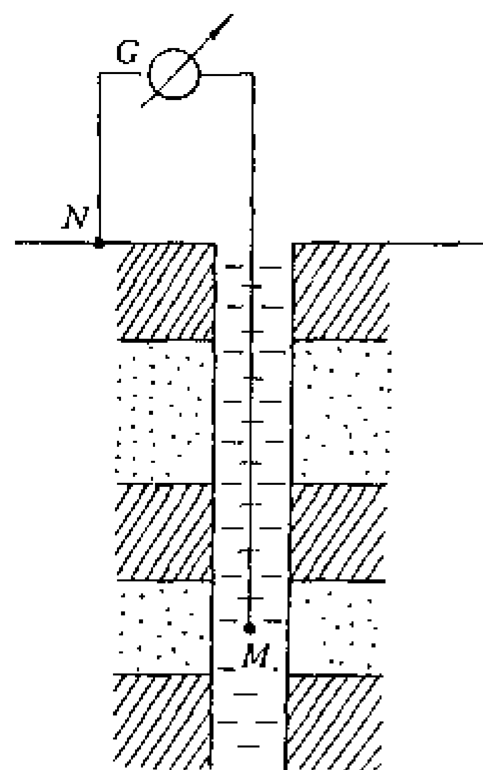


图 11-13　自然电位测井的测量装置

一、井中自然电场的产生

井中自然电场的产生主要取决于岩石的岩性、地下水与泥浆的矿化度和含盐成分。在水文测井中，钻井剖面以砂、泥岩为主，所观测到的自然电位主要是由扩散作用、扩散—吸附作用和过滤作用所产生的。

1. 扩散电位

当矿化度不同的地层水与泥浆接触时，被离解的正、负离子就会在渗透压力作用下，从浓度高的一方向溶度低的一方扩散。因为正、负离子的迁移率不同（一般地层水和泥浆以含氯化钠溶质为主，并且氯离子 Cl^- 的迁移率较钠离子 Na^+ 大），故在低浓度的溶液中就会富集迁移率较大的 Cl^- 离子，而在高浓度的溶液中则会富集符号相反的 Na^+ 离子。这样便在两种溶液之间形成了电位差，然而这一电位差所产生的电场反过来又会减慢原来运动较快的离子，而加速原来运动较慢的离子。当这一电位差达到某一数值而使正、负离子的实际迁移速度达到相同时，在两种溶液中的正、负离子就不再富集。这时扩散达到动态平衡状态，两种溶液之间便建立起一个稳定的电位差。这种由离子扩散作用所产生的电动势称为扩散电动势，并用符号 E_d 表示。

对于溶质相同而矿化度不同的两种溶液，当二者直接接触且溶质的分子在溶液中全部离解时，其扩散电动势可用涅耳斯特公式来表示。即

$$\left.\begin{aligned} E_d &= K_d \cdot \lg \frac{C_1}{C_2} \\ K_d &= 2.3\,\frac{RT}{nF} \cdot \frac{\mu - \nu}{\mu + \nu} \end{aligned}\right\} \tag{11-10}$$

式中　K_d ——扩散电动势系数；

C_1、C_2 ——两种溶液的矿化度（$C_1>C_2$）；

R ——气体常数；

T ——绝对温度；

n ——离子价；

F ——法拉第常数；

μ、ν ——正、负离子的迁移率。

显然，扩散电动势主要取决于两种溶液的矿化度之比、溶液成分以及温度。如果溶液中含有多种盐类时，扩散电动势主要取决于含量最多的成分。

对于纯砂层而言，在地层水与井液接触的井壁上，主要发生离子的扩散作用。当地层水的矿化度 C_2 大于泥浆的矿化度 C_c 时，离子将由地层水中向井内泥浆扩散，故泥浆中因富集负离子而带负电，地层中因富集正离子而带正电（图 11-14a）。

图 11-14　在砂、泥岩剖面上扩散电位和扩散—吸附电位的产生

a—C_1、$C_2>C_c$；b—C_1、$C_2<C_c$

2. 扩散—吸附电位

对于含泥质的岩层（如粘土、泥岩、亚砂土及亚粘土等），由于泥质颗粒具有选择性吸附负离子的特性，从而使迁移率较快的负离子（如 Cl^- 离子）的实际运动速度大大降低，而原来迁移较慢的正离子（如 Na^+ 离子）的实际运动速度相对加快，其结果使得在低浓度的溶液中富集了正离子（Na^+），而在高浓度的溶液中则富集了负离子（Cl^-），从而产生了与纯扩散作用相反的电场。这种在离子扩散过程中又伴随着吸附现象而产生的电动势称为扩散—吸附电动势，用符号 E_{da} 表示。这种扩散—吸附电动势可用公式表示为

$$E_{da}=K_{da}\cdot\lg\frac{C_1}{C_2}\qquad(11\text{-}11)$$

式中　K_{da}——扩散一吸附电动势系数，其值由溶质成分、泥质含量及温度所决定。

对于粘土层，当地层水的矿化度 C_1 大于泥浆的矿化度 C_2 时，在粘土一方带负电而泥浆一方带正电。

对于实际的钻孔地质剖面，离子的扩散作用与扩散—吸附作用总是同时发生，但无纯粹由离子扩散作用而形成的自然电位。

当地层水的矿化度低于泥岩的矿化度时，在砂、泥岩剖面上所形成的扩散电动势 E_d 及扩散—吸附电动势 E_{da} 的方向与地层水矿化度高于泥浆矿化度时相反（图 11-14b）。

在钻孔充满泥浆的砂、泥岩剖面上，扩散电动势 E_d 和扩散—吸附电动势 E_{da}，通过泥浆柱、地层构成了类似的两个电池相互串联的闭合回路（图 11-14）。扩散电动势与扩散—吸附电动势之和形成总的电动势，并用符号 E_z 表示。即

$$E_z=E_d+E_{da}\qquad(11\text{-}12)$$

也可将其写成类似式（11-11）的形式，即

$$E_z = K_z \lg \frac{C_0}{C_c} \tag{11-13}$$

式中　C_0、C_c ——地层水和泥浆的矿化度；

K_z ——总的自然电位系数，其值取决于岩石性质、溶质成分和温度。

因矿化度与电阻率成反比，故式(11-13)还可写为

$$E_z = K_z \lg \frac{\rho_c}{\rho_0} \tag{11-14}$$

式中　ρ_0、ρ_c——地层水和泥浆的电阻率。

3. 过滤电位

过滤电位是因地层水与泥浆柱之间存在着压力差而产生的。地下水溶液在压力差的作用下通过岩石孔隙时，因构成孔隙壁的岩石颗粒具有选择性吸附负离子的作用，故在孔隙壁形成固定的负离子层，而孔隙内溶液中相对过剩的正离子便同溶液一起向压力低的孔隙一端移动。这样就在孔隙两端富集了不同符号的离子，从而形成了电位差。这种在压力差作用下，因盐离子的渗透而产生的电动势称为过滤电动势(图 11-15)。过滤电动势的方向与溶液流动方向一致，其数值大小与压力差和渗透液的电阻率成正比，与渗透液的粘度成反比。



图 11-15　过滤电位的产生

p_1、p_2—孔隙两端的压力

综上所述，实测得的自然电位是由扩散电动势、扩散—吸附电动势和过滤电动势在泥浆柱上所共同产生的电位差。一般情况下，考虑到泥浆柱与地层水之间的压力差比较小，而且在井壁上有泥饼的存在，过滤电位实际上很小，故其对实测自然电位的影响常忽略不计。

二、自然电位测井曲线及其在水文测井中的应用

1. 自然电位测井曲线

扩散电动势和扩散—吸附电动势通过地层、围岩和泥浆构成的等效电流闭合回路如图 11-16 所示。测量时，通常将 N 极设置在地面，M 极置于井内(参见图 11-13)，随着井中 M 极由井底向井口提升，可测得其相对地面 N 极间的电位差。若把 N 极作为零电位参考点，则所测电位差实质上是自然电流在相应井段的泥浆柱上所产生的电位降。

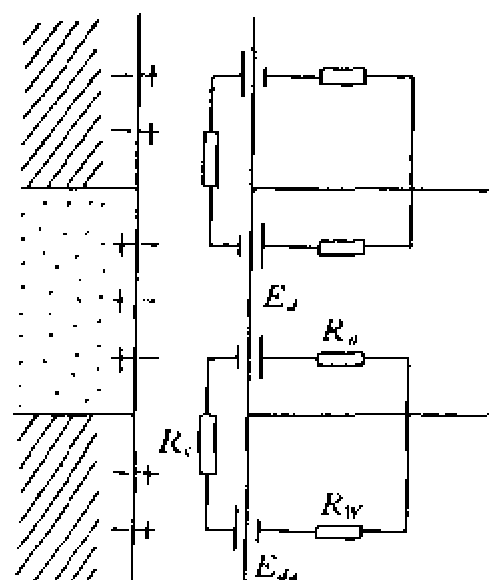


图 11-16　自然电流的等效电路

R_c、R_n、R_w—泥浆、目的层和围岩的等效电阻

在含水砂层和粘土层上的自然电位测井曲线如图 11-17 所示。其一般规律如下：

1)在粘土层段　自然电位值稳定，基本上为一条直线。实际工作中，将其作为自然电位测井曲线的基线，即相对零线。

2)在含水砂层段　当地层水的矿化度高于泥浆的矿化度时，自然电位值相对基线具有负异常特征(图 11-17a)；当地层水的矿化度低于泥浆的矿化度时，自然电位值相对基线则具有正异常特征(图 11-17b)。

图 11-18 是根据理论计算出来的自然电位测井曲线。这些理论曲线反映了在其它条件完全相同的情况下，地层厚度 h 与钻孔井径 d_c 的比值(h/d_c)变化对自然电位曲线异常幅度和

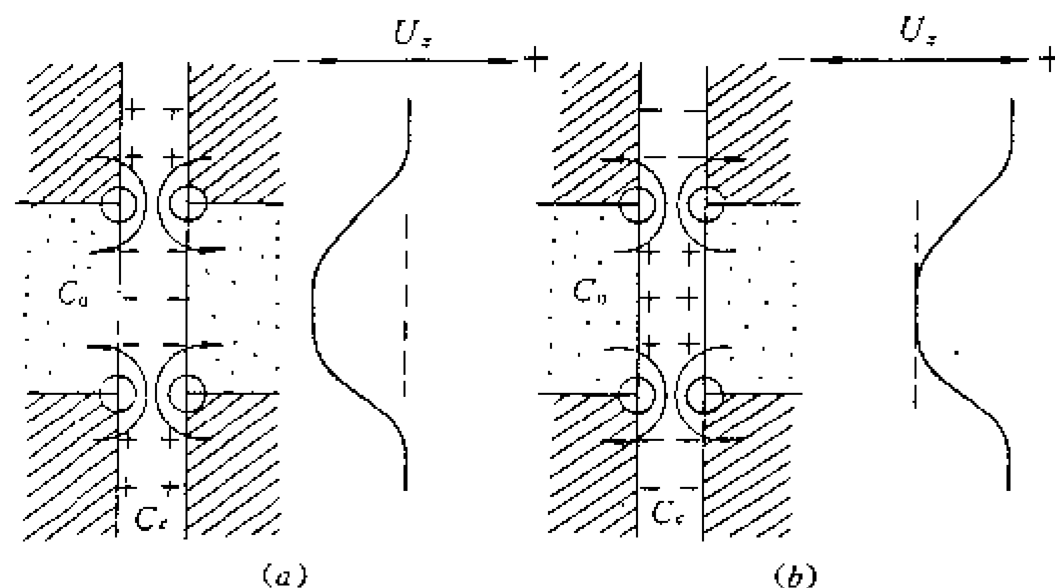


图 11-17　含水层上自然电位异常与地层水矿化度 C_0、泥浆矿化度 C_c 的关系

$a - C_0 > C_c$；$b - C_0 < C_c$

形状的影响。由图可知，当地层厚度大于 4 倍的井径时，即 $h/d_c \geq 4$，自然电位测井曲线异常的半幅点对应着地层界面的位置；当 $h/d_c < 4$ 时，曲线异常幅度减小，地层分界面向异常的顶部移动。

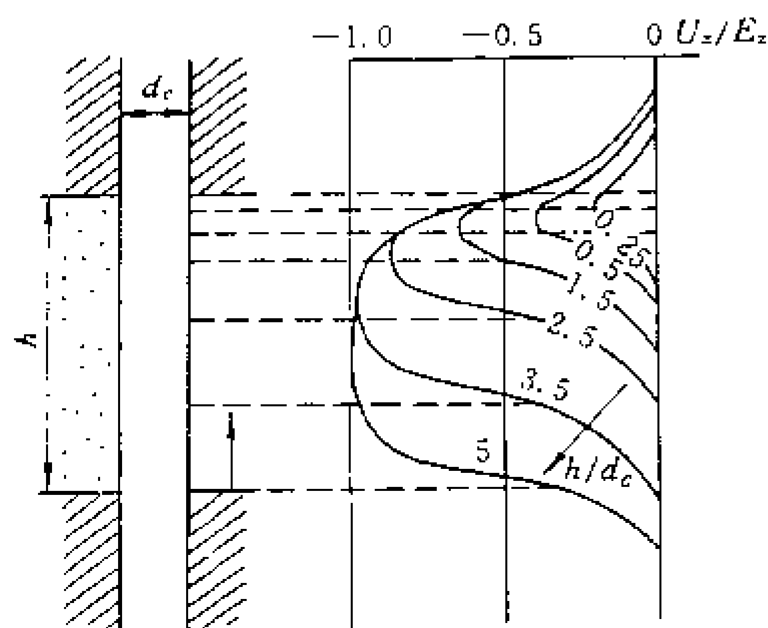


图 11-18　含水层厚度不同时的自然电位理论曲线

h—地层厚度；d_c—井径；h/d_c—曲线参数

2. 影响自然电位测井曲线异常幅度的因素

由上述分析可知，自然电位测井所测得的是自然电流 I 在相应井段的泥浆柱上所产生的电位降。由图 11-16 可得

$$U_z = I \cdot R_c \tag{11-15}$$

而

$$I = \frac{E_z}{R_c + R_m + R_w} \tag{11-16}$$

故

$$U_z = \frac{R_c}{R_c + R_n + R_w} \cdot E_z \tag{11-17}$$

式(11-17)表明：自然电位测井曲线的异常幅度与总的自然电动势 E_z 成正比；泥浆电阻率 ρ_c 愈低以及井径 d_c 越大，泥浆柱上的电位降就愈小，自然电位曲线的异常幅度也越小；目的层和围岩的电阻率愈高，自然电流就愈小，自然电位测井曲线的异常幅度也愈小；目的层的厚度 h 增大，目的层的等效电阻降低，自然电位测井曲线的异常幅度就增大。

表 11-1　砂、泥岩的自然电位和视电阻率测井曲线的异常特点

岩性		异常特征	
		视电阻率测井曲线	自然电位测井曲线
砂层	含淡水	高	正异常最大
	含咸水	低	负异常最大
粘土层		最低	平稳(基线)
亚粘土		较低	异常较小

3. 自然电位测井曲线在水文测井中的主要应用

在水文测井中，用自然电位测井曲线配合视电阻率测井曲线，可以划分渗透性地层以及确定咸、淡水分界面等。

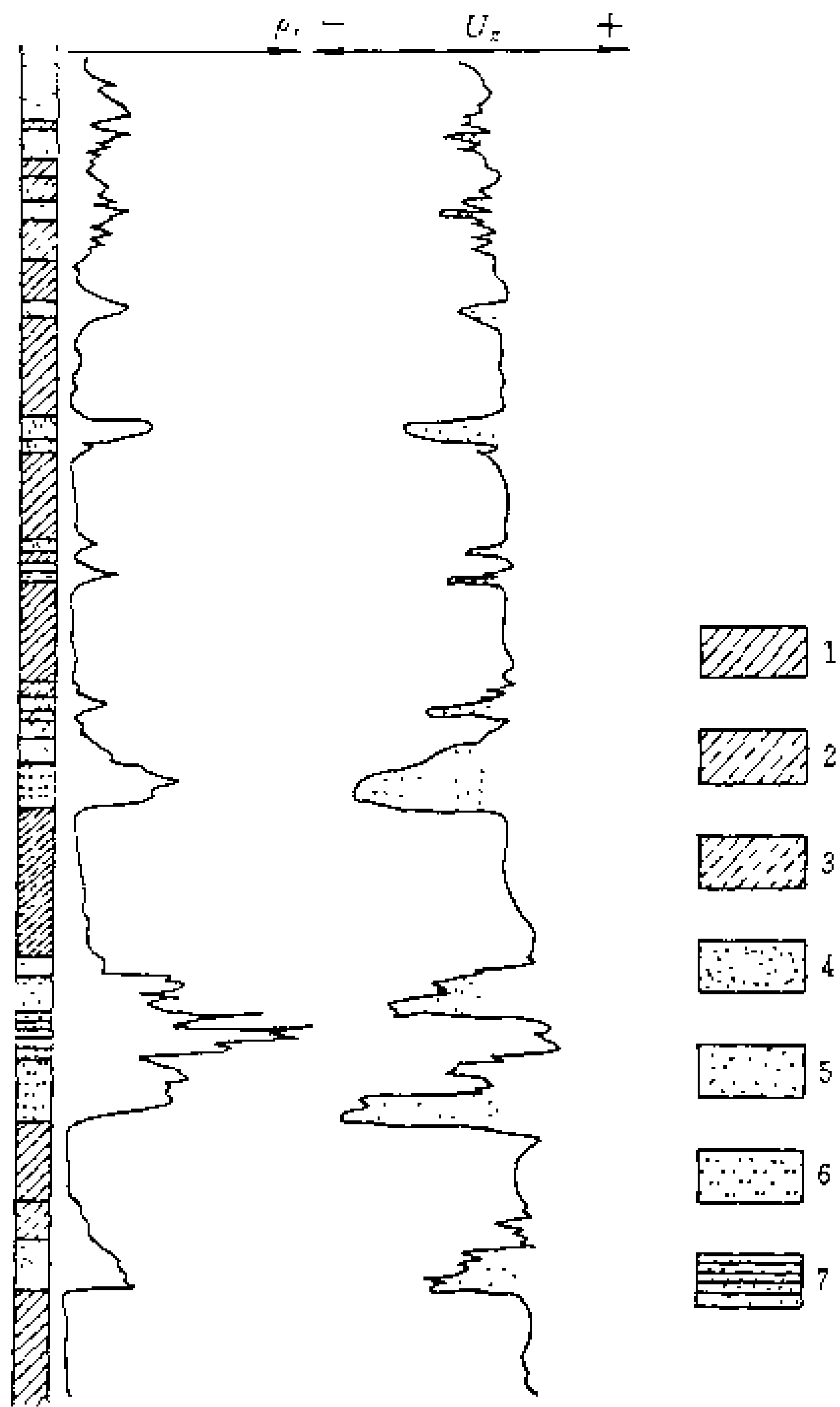


图 11-19 利用视电阻率和自然电位测井曲线划分冲积层地质剖面

1- 粘土；2—砂质粘土；3—粘土质砂；4—粉砂；5—细砂；6—中砂；7—细砂岩

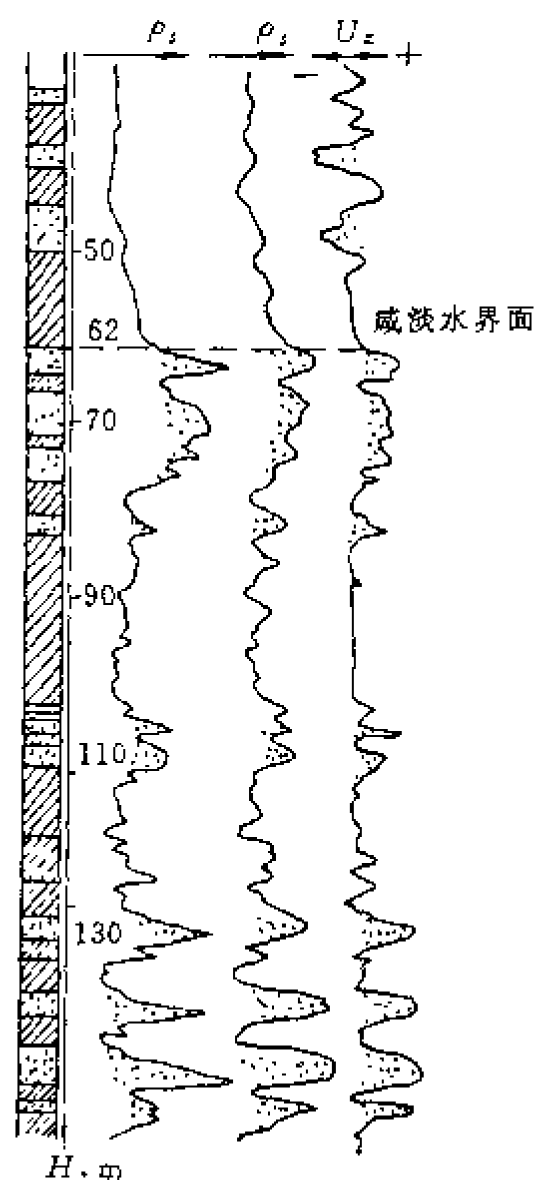


图 11-20 利用自然电位测井曲线划分咸、淡水分界面实例

表 11-1 列出了砂、泥岩地质剖面上的自然电位测井曲线和视电阻率测井曲线的异常特点。根据这一规律可以定性地划分渗透性与非渗透性地层，确定咸、淡水分界面。

图 11-19 是利用视电阻率和自然电位测井曲线划分冲积层地质剖面的实例。由图可知，砂层随其颗粒增大，视电阻率值也增高，自然电位负异常幅度增大；粘土层的视电阻率值减小，自然电位稳定；砂质粘土及粘土质砂层随粘土含量的增加，其视电阻率值和自然电位的异常幅度减小。

图 11-20 为河北某地利用自然电位测井曲线确定咸、淡水分界面的实例。由于在 62m 以上的浅层砂层中的地层水矿化度高于泥浆的矿化度，故其自然电位测井曲线呈现负异常。在 62m 以下的深层砂层所含地层水的矿化度低于泥浆的矿化度，其自然电位测井曲线呈现

正异常。一般确定咸、淡水分界面位置的方法是：若淡水层位于咸水层下部，则将咸、淡水层之间的隔水层底界面定为咸、淡水分界面；若淡水层位于咸水层上部，则将二者之间的隔水层顶界面定为咸、淡水分界面。

第十二章　放射性测井

放射性测井是以物质的原子核物理性质为基础的一类测井方法，又称为核测井。它与其他测井方法相比具有两个重要特点：一是它所利用的原子核物理性质一般不受温度、压力、化学性质等外界因素的影响，因此在研究岩石性质方面放射性测井具有更直接更本质的性质；二是由于放射性测井中所利用的 γ 射线具有较强的穿透能力，所以它不仅可以在有泥浆的裸孔中使用，也可在下了钢套管的钻孔中使用。同时，对于干孔或有油基泥浆的钻孔均可应用。

放射性测井包括自然放射性测井和人工放射性测井。前者测量岩石的天然放射性；后者利用 γ 源，通过射线与物质的相互作用反映被测岩石的物理特性，如密度、孔隙率等。在水文地质测井中，自然放射性测井可以用来区分同是低阻的泥岩和含水层，人工放射性测井可以研究岩石或含水层的孔隙率。因此，放射性测井在水文地质勘探中亦具有重要的应用价值。

第一节　放射性测井基本知识

一、放射性核素及其核衰变

众所周知，原子核由质子和中子组成，核外有电子沿闭合的轨道旋转。一般原子是中性的，所以原子核中的质子数等于核外的电子数，这个数值称为原子序数，用字母 Z 表示。核中质子与中子的总数称为质量数，用字母 A 表示。具有确定质子数的一类原子称为元素。具有确定原子数和中子数的原子称为核素，以符号 $^{A}_{Z}X$ 表示，其中 X 是原子所属化学元素的符号。例如，氢元素有三种核素：氢($^{1}_{1}H$)、氘($^{2}_{1}H$)、氚($^{3}_{1}H$)。这些质子数相同而中子数不同的核素，在元素周期表中占有同一位置，因此它们都是氢元素的同位素。某元素的同位素，它们的化学性质相同，但核习性却往往大不相同。如氢的三种同位素中，氢、氘是稳定的，而氚是放射性的同位素，它会放射出 β 粒子而蜕变成氦($^{3}_{2}He$)。这种原子核自发地发生分解，并辐射出射线的性质叫放射性。这种现象叫放射性衰变。

放射性衰变有三种类型。一种是从原子核内放出 α 射线，称为 α 衰变。α 射线是高速氦核($^{4}_{2}He$)流，某一放射性核素的原子核经 α 衰变后，将转换为原子序数减 2，质量数减 4 的新核素的原子核。另一种是从原子核内放出 β 射线，称为 β 衰变。β 射线是高速运动的电子流。经 β 衰变产生的新核素，相当于原子核中的中子变成带正电的质子，其原子序数比原核素增加 1，但质量数不变。还有一种是从原子核内放出 γ 射线，称 γ 衰变。γ 射线是一种波长极短的电磁辐射。当核素发生 α 衰变或 β 衰变时，所形成的新核素的原子核往往处于高能量的激发能级，它们就会以发射 γ 光子的形式释放一定的能量，跃迁到能量较低的激发能级或能量最低的基级。由于 γ 衰变只是能量状态的变化，因此跃迁后原子核的质量数和原子序数都保持不变。放射性衰变产生的新核素也常常不稳定，因而可以继续衰变，直至最后形成某一稳定的核素为止。

表示核素衰变快慢的物理量称为半衰期 $T_{1/2}$。半衰期 $T_{1/2}$ 是指处于特定能态的某种放射性核元素的原子核减少一半所需要的时间。

二、射线与物质的相互作用

1. α 射线、β 射线与物质的相互作用

α 粒子可与被照射物质原子的壳层电子发生静电作用。使电子获得能量，从原子中逸出成为自由电子，同时被作用的原子变成带正电荷的离子，这种效应称为电离。如果壳层电子获得的能量不够，它就只能跃迁到更高的能级，这种效应叫激发。

β 粒子的质量很小，它与被照射物质原子的壳层电子或原子核作用时，容易改变自身的运动方向，但变向前后的总能量不变，这种现象称为弹性散射。当高速 β 粒子掠过原子核附近时，由于受核库仑力的作用而突然改变速度，使其一部分动能转变为电磁辐射，称为韧致辐射。

β 粒子也能使物质电离和激发，但与 α 粒子相比，它在物质中通过单位距离所生成的离子数大约少 100 倍。但 β 射线的穿透能力却比 α 射线强 100 倍左右。

2. γ 射线与物质的相互作用

由放射性同位素核衰变放射出的 γ 射线的能量范围一般在几万电子伏特到几百万电子伏特之间，γ 射线与物质作用时主要产生以下三种效应：

1)光电效应　低能量(<0.5MeV)的 γ 光子与物质作用时可将其能量全部交给原子而自身消失，原子又将这些能量全部交给一个壳层电子。该电子消耗部分能量克服原子核的束缚而逸出，成为光电子，另一部分能量则成为光电子的动能。这种作用称为光电效应(图 12-1a)。具有动能的光电子可以使邻近的原子电离。失去电子的原子则处于激发状态，其内层电子的空位由较外层的电子所补充，从而放出 X 射线。

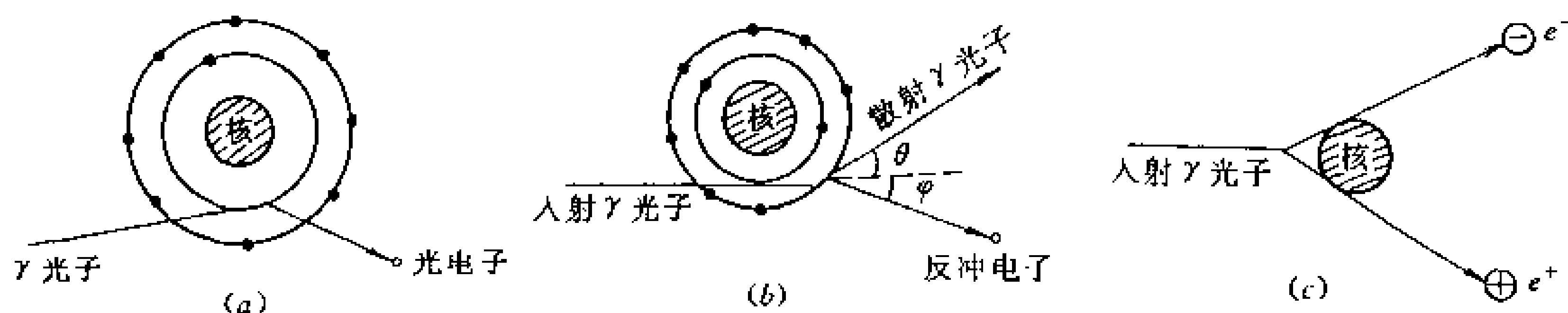


图 12-1　γ 射线与物质的相互作用

a—光电效应；b—康普顿效应；c—电子对效应

2)康普顿效应　中等能量($0.5\sim1.02$MeV)的 γ 光子与被作用物质原子中的壳层电子(有时也与自由电子)发生弹性碰撞。碰撞前后的动能和能量守恒。这时 γ 光子的一部分能量传给电子，使电子脱离轨道，并伴随有 X 射线辐射。损失了部分能量的 γ 光子则偏离最初的路径，与原方向成 θ 角散射出去，形成散射 γ。这种现象称为康普顿效应(图 12-1b)。

3)电子对效应　能量大于 1.02MeV 的 γ 光子经过物质的原子核(尤其是重原子核)附近时，在核力的作用下，γ 光子完全被吸收，同时产生一对具有一定动能的正、负电子对，这种作用称为电子对效应(图 12-1c)。电子对效应主要产生在高能区(>5MeV)，对于天然放射性元素的 γ 射线这一作用很弱。

天然放射性核素产生的 γ 射线在岩石中的作用以康普顿效应为主。γ 射线通过物质时，虽也能产生电离作用。但它在单位距离上所生成的离子对大约只有 β 射线的 1%，而其穿透能力却大于 β 射线的 100 倍。在岩石和覆盖层中，γ 射线一般透过 $0.5\sim1$m，β 射线能透过

几毫米，而 α 射线只能透过 30μm。

三、放射性素在自然界中的分布

地球表面或地壳中的矿物岩石不同程度地具有一定的放射性，它们几乎全部是因为含有放射性核素铀、钍、锕和钾的同位素以及它们衰变的产物。

对三大岩类而言，岩浆岩中的酸性岩放射性核素含量最高，并随岩石酸性的减弱而逐渐降低。但即使岩性成分相同，不同时代、不同地区岩石中的放射性核素的正常含量也有很大差异。对同一类型的岩浆岩，年代愈新，放射性核素含量愈高。

沉积岩中的放射性核素的含量取决于岩石中泥质含量的多少。这是因为泥质颗粒具有很强的吸附放射性核素的能力。此外，泥质沉积物中较多的钾矿物也导致放射性核素含量的增高 。所以总体来说，沉积岩比岩浆岩的放射性核素含量低，但在泥岩、泥质砂岩和粘土中放射性核素含量还是很高。一般情况，粘土、淤泥、泥岩、板岩、泥质砂岩、火山岩、海绿石砂岩和钾盐等的放射性核素含量高；砂、砂岩和含泥质的碳酸盐类岩石次之；白云岩、石灰岩、某些砂和砂岩再次之；石膏、岩盐最低。

变质岩中放射性核素的含量与它们在原岩中的含量及变质过程有关。由于铀、钍等核素在变质过程中容易分散，所以变质岩一般比原岩的放射性核素含量低。

天然水中放射性核素含量很少，通常只含铀、镭和氡，很少含钍和钾(表 12-1)。岩石中的氡易溶于水，流经岩石破碎带的水可以溶解大量氡气，造成水中镭含量正常而氡浓度增大的状况，这将有助于发现和圈定岩石破碎带。

表 12-1　各种水中氡、镭、铀的含量

水 \ 含量 \ 放射性核素		氡 Rn Bq/L	镭 Ra g/L	铀 U g/L
地表水	海　洋	0	$(1\sim2)\times10^{-13}$	$(6\sim20)\times10^{-7}$
	湖	0	10^{-12}	8×10^{-6}
地下水	沉积岩	22.2～55.5	$(2\sim300)\times10^{-12}$	$(2\sim50)\times10^{-7}$
	酸性岩浆岩	370	$(2\sim4)\times10^{-12}$	$(4\sim7)\times10^{-6}$
	铀矿床	1850～370	$(6\sim8)\times10^{-12}$	$(8\sim600)\times10^{-6}$

四、γ 测量法

在放射性测井中，通常是测量岩层中的天然 γ 射线或人工散射 γ 射线。γ 射线的测量分为 γ 总量测量和 γ 能谱测量。γ 总量测量是观测 γ 射线的总强度；γ 能谱测量是观测特征谱段的 γ 射线，用来区分铀、钍、钾的 γ 辐射，故多用于找矿等地质问题，由于测量成本较高，故没有 γ 总量测量应用广泛。下面仅介绍 γ 总量测量方法。

γ 测量仪器的主要部件是闪烁计数器(图 12-2)，它是由荧光体(被铊激活的碘化钠晶体 NaI(TI)和光电倍增管组成。工作时，γ 射线进入荧光闪烁体，使晶体的原子受到激发，被激发的原子恢复到正常状态时就会发光，出现闪烁现象。光子通过光导体(光学硅油)耦合到达光电倍增管的光阴极，产生光电效应发出光电子。在高电位的作用下。光电子经过各联极的作用，光电子成倍增加，最后形成电子束在阳极输出 一个负极性的电压脉冲。入射的 γ 射线越强，荧光闪烁体闪光次数就愈多，闪烁计数器单位时间输出的脉冲数就愈多。同时，入射的

γ射线能量愈强，闪光的亮度愈大，光电倍增管的电流愈大，输出的脉冲幅度就愈大。因此，闪烁计数器通过仪器既可以测量γ射线的强度，又可以测量γ射线的能量。

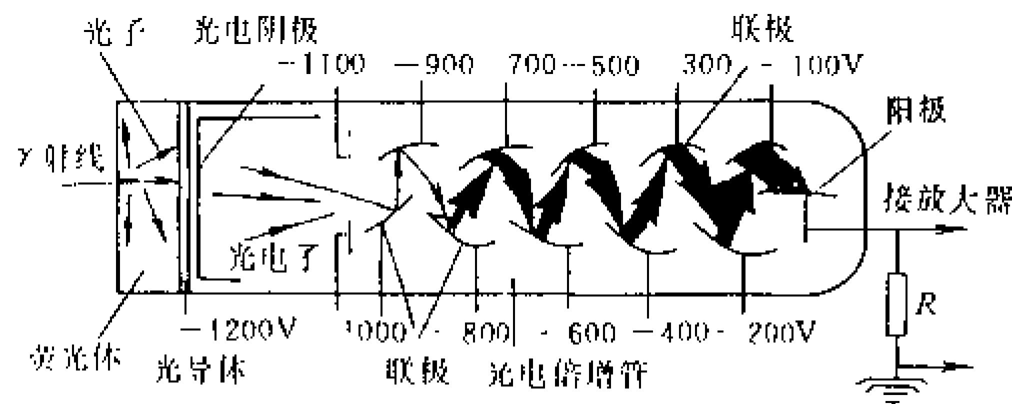


图 12-2　闪烁计数器工作原理图

第二节　自然伽玛测井

自然伽玛测井是沿钻孔剖面研究被揭露岩层天然放射性的一种方法。现场测量装置如图 12-3 所示，井下探管中装有闪烁计数器及其放大电路和高压电源，它将接收的γ射线转换成电脉冲，经放大、整形，通过测井电缆送到地面测量记录仪器，最后由仪器输出与测量脉冲数成正比的自然γ测井曲线(J_γ 曲线)。

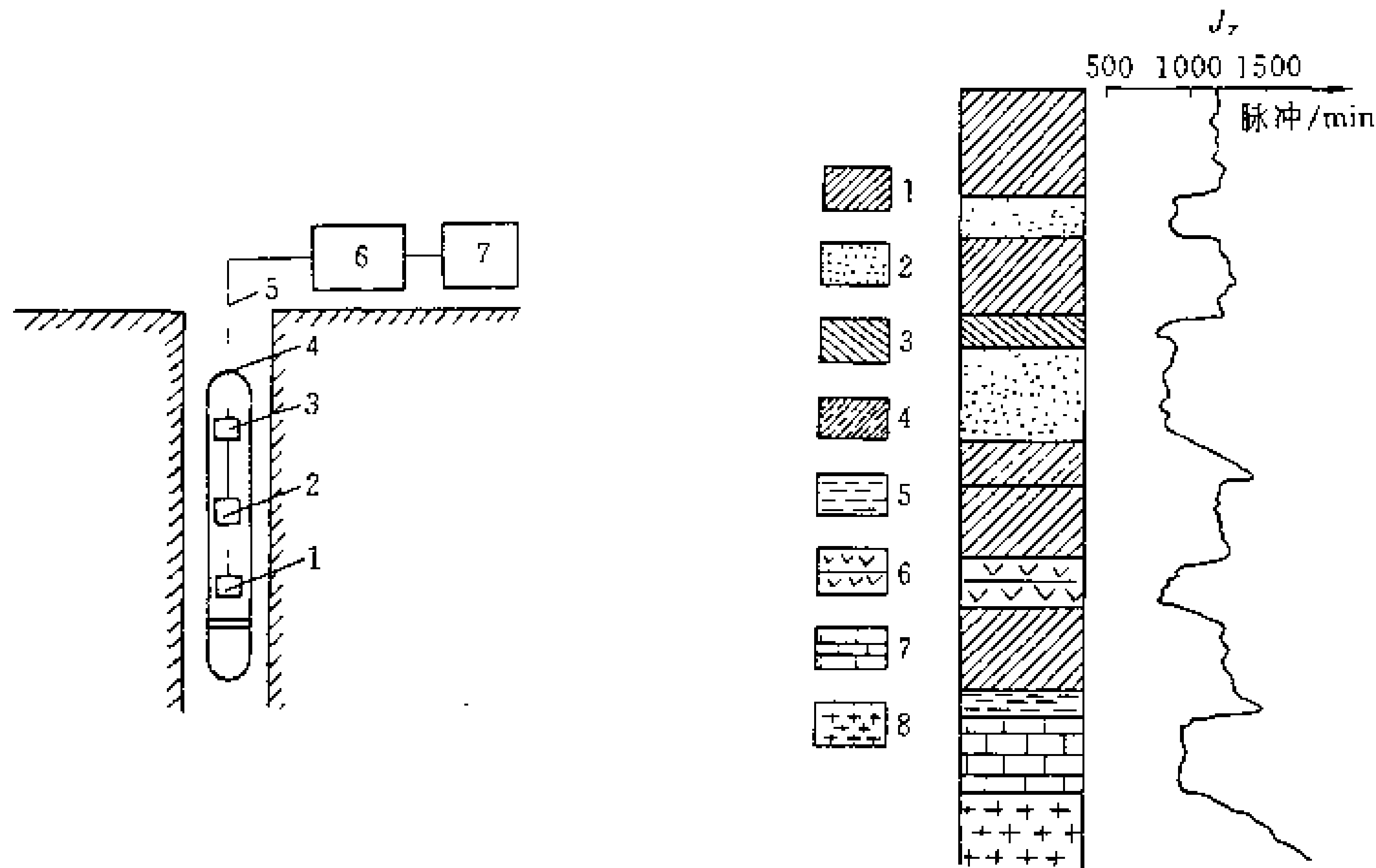


图 12-3　自然γ测井测量装置图

1—γ探测器；2—电子线路；3—高压电源；
4—井下探管外壳；5—测井电缆；
6—地面测量仪器；7—记录仪器

图 12-4　几种常见岩层的 J_γ 曲线

1—泥岩；2—砂岩；3—方解石；4—海相泥岩；
5—斑脱岩；6—岩盐；7—石灰岩；
8—花岗岩

J_γ 曲线反映了钻孔内各岩层天然放射性核素含量的变化。对于沉积岩而言，J_γ 曲线上记录γ射线的强弱直接反映了岩层中泥质含量的多少，依次可以划分解释岩层的岩性(图 12-4)。

J_γ 曲线的幅度还与岩层的厚度有关，依此参考，可对所测得的 J_γ 曲线进行定性、定厚、

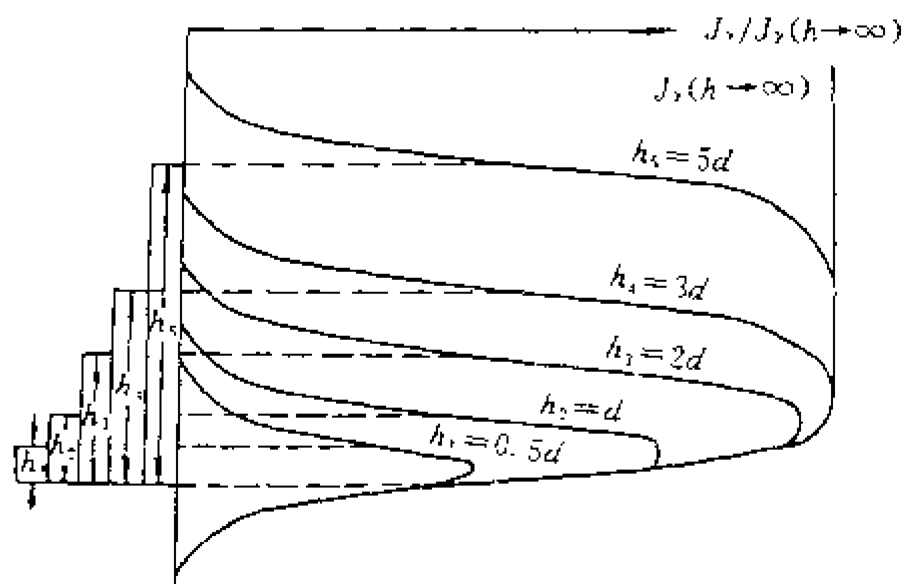


图 12-5　不同厚度岩层的 J_γ 曲线

定深解释。由图 12-5 可知，当岩层厚度大于 3 倍井径（$h>3d$）时，J_γ 曲线幅度与岩层厚度无关；当 $h<3d$ 时，J_γ 曲线幅值随层厚的减小而降低。因此根据 J_γ 曲线解释岩层放射性物质含量时必须进行厚度校正。当 $h>3d$ 时，岩层界面的分层界限由 J_γ 曲线上 1/2 幅度点确定；当 $h<3d$ 时，由 4/5 幅度点确定。

在水文地质、工程地质勘查中，由于 J_γ 曲线不受泥浆和地层水矿化度的影响，且通常情况下泥岩沉积比较稳定，在 J_γ 曲线上反映明显易辨认，可作为标准层进行曲线或岩层对比，也可利用 J_γ 曲线划分岩层，判断岩石性质，确定岩石中的泥质含量及渗透性等。根据 J_γ 曲线，还可以判断含泥质的断层破碎带、充填泥质的岩溶裂隙带、溶洞等。

第三节　伽玛-伽玛测井

伽玛-伽玛（γ-γ）测井，又称人工伽玛测井，它是在井下仪器中放入一个人工 γ 放射源，用探测器（闪烁计数器）测量 γ 射线与井壁周围介质作用以后，产生的散射 γ 射线的强度。为了防止 γ 源的直接辐射，在探测器与 γ 源之间放一铅屏进行隔离。

γ-γ 测井的有效探测半径约 10cm。在井径扩大处，由于井液及井壁泥饼的存在相当于被探测介质密度减小，为此 γ-γ 测井的井下探管增加了贴壁弹簧片和长、短源距装置，测量数据经仪器处理，即可得到消除井径变化及泥饼影响的 $J_{\gamma\text{-}\gamma}$ 测井曲线。

在 γ-γ 测井中，应用最普遍的是密度测井，它常用的人工放射源（γ 源）有两种：一种是 $^{60}_{27}Co$，γ 射线能量为 1.33MeV 和 1.17MeM；另一种是 $^{137}_{55}Cs$，能量为 0.66MeV。

对于构成沉积岩的绝大多数元素来说，原子序数在 1～20 之间。γ 射线与这些轻元素的作用，当能量在 0.25～2.5MeV 时，以康普顿效应为主，发生康普顿散射。散射几率取决于物质中电子的密度，而电子密度又与岩石密度成正比。当用 γ 源照射井壁时，被照射岩石的密度愈大，康普顿散射的几率也愈大，表明原子壳层吸收 γ 射线多，因而散射 γ 射线弱；反之，岩石密度愈小，散射的 γ 射线愈强。因此在 γ-γ 测井曲线（$J_{\gamma\text{-}\gamma}$）上，对应于低值部分的是密度大的岩层，而对应于高值部分是密度小的岩层。

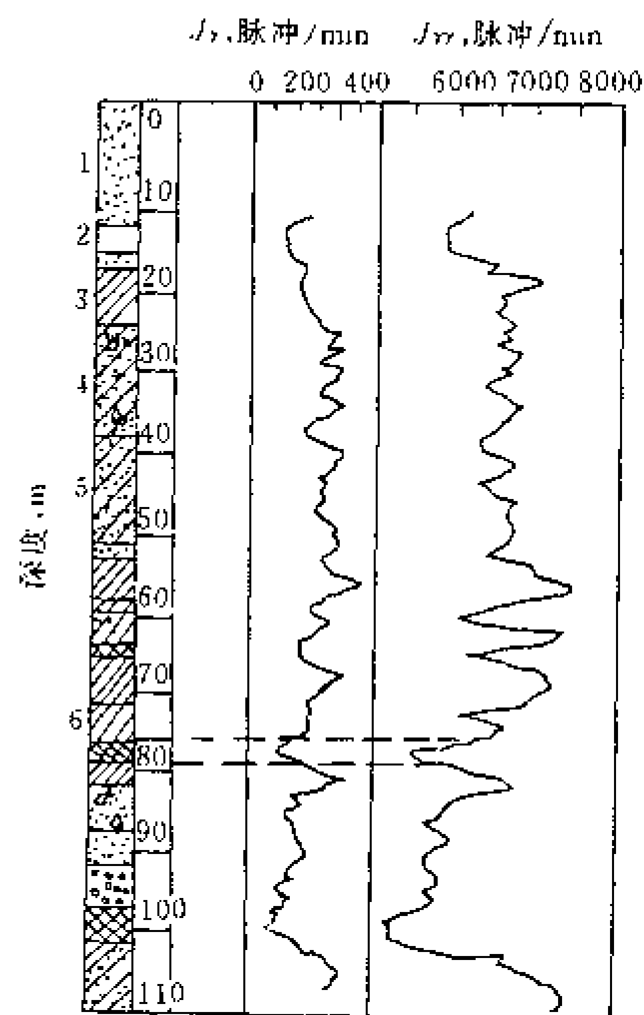


图 12-6　利用 $J_{\gamma\text{-}\gamma}$ 曲线划分含水层实例

1—砂层；2—砂、砾层；3—粘土；4—含贝壳粘土砂层；5—粘土砂层；6—含粘土砾石层

在水文地质、工程地质勘察中，γ-γ 测井主要用于

确定岩层的孔隙率，划分岩层、含水层(图 12-6)等。图中主要含水层是砾石层，但在电阻率测井曲线上没有出现异常。在 J_{γ} 和 $J_{\gamma\text{-}\gamma}$ 曲线上砾石层均显示低值异常，且 $J_{\gamma\text{-}\gamma}$ 曲线上更明显。

第十三章　声波测井及其他

声波（含频率为 20kHz 的超声波）测井是利用声波在钻孔井壁上的传播特征来研究和解决地质、水文地质、工程地质等问题的一种地球物理测井手段。其主要测井方法有声速测井、超声（反射）成像测井等。

声波测井在研究钻井剖面岩层的力学性质、岩石结构、井壁的岩溶、裂隙、孔隙发育状况等水文地质、工程地质等技术问题，有着较其他测井方法更详细、更直观的优点。

声波测井的理论基础与地震勘探类同，在此不再赘述。

第一节　声　速　测　井

一、声速测井的测量原理

声速测井的井下装置是由声波发生器 T 和声波接收器 R_1、R_2 组成（图 13-1）。由于钻孔中泥浆的速度总是小于井壁岩层的速度，所以当声波由声源发出后，经过泥浆射向井壁后，可以形成四种波（图 13-2*a*），即：反射波①、透射波②、折射波（滑行波）③、直达波④。当声发射器 T 距声接收器 R 大于折射波的盲区距离时，最先到达声接收器的是沿井壁滑行的初至折射波③，次之是沿泥浆传播直接到达接收器的直达波④，最后到达的是井壁反射波①（图 13-2*b*）。声接收器在记录各种波的同时，还记录了声源发射间歇脉冲的前沿时间 t_0。当仪器能够分辨出滑行波的初至时间值，即有

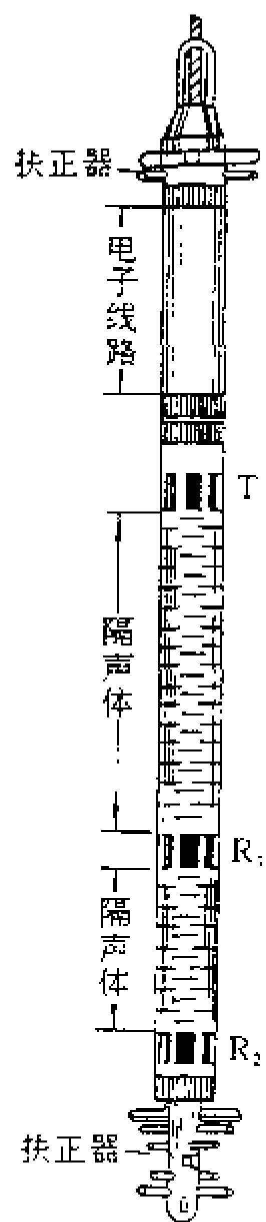


图 13-1　声速测井仪的井下装置

T—声发射器；

R_1、R_2　声接收器

$$\Delta t = t - t_0 = \frac{2a}{v_1} + \frac{b}{v_2} \tag{13-1}$$

式中　a、b ——分别为折射波在泥浆和井壁岩层中的行程；

v_1——泥浆波速；

v_2——岩石波速。

随着井下仪器移动，遇到的岩层不同，由于 v_2 的改变，即可测得 Δt 的相应变化，从而可了解钻井剖面岩性的变化，这就是声波测井的测量原理。

为了提高声速测井时差 Δt 曲线的分辨能力，消除井径变化对 Δt 的影响，必须选择合适的源距（声源 T 到第一个声接收器 R_1 的距离）和间距（接收器 R_1 与 R_2 之间的距离），除使用单发射双接收的装置之外，必要时还可采用双发射四接收的声速测井仪（图 13-3），以消除井径变化造成的影响。

二、声速测井的应用

前已述及，在各类岩石中，完整的岩浆岩纵波速度最高（5300～8000m/s）；沉积岩稍低，在沉积岩中又以水化学沉积岩最高，约 4200

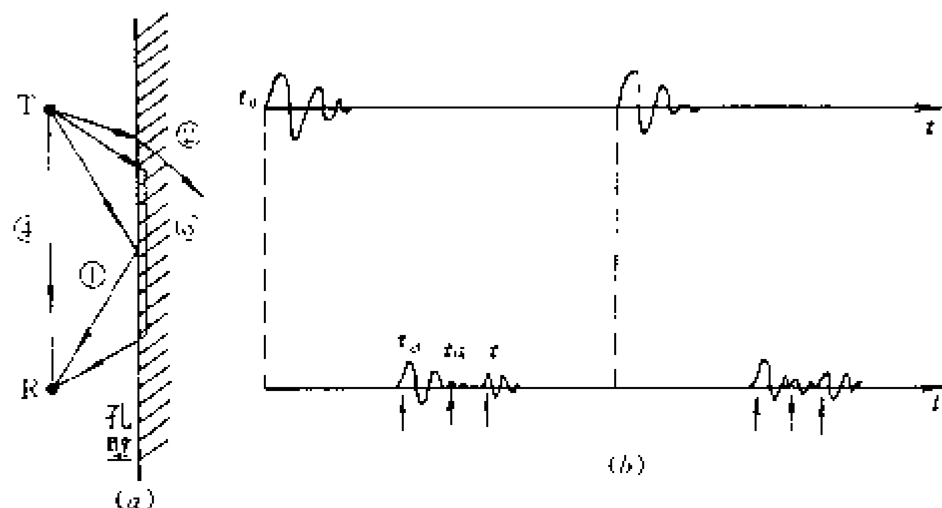


图 13-2 四种波的形成及到达时间波形图

a—四种波的形成；b—到达接收器的波形记录

～6100 m/s；碳酸盐岩次之，约 2000～7100m/s；碎屑岩最低，约 1500～4500m/s。煤的纵波速度也较低，其中：无烟煤最高，约 2500～3400m/s；沥青煤次之，约 1800～3000m/s；褐煤最低，约 1000～2200m/s。因此在一定地质资料的基础上，利用声速曲线划分岩性的一般特征如下：

1)砂泥岩剖面 砂岩显示低时差值(图 13-4)，高声速；泥岩显示高时差值，低声速的特点；页岩介于两者之间；砾岩视胶结程度而异，一般呈现低时差。在勘探程度高的地区，由声速时差曲线尚可判定所测段的含砂，含泥质的程度。

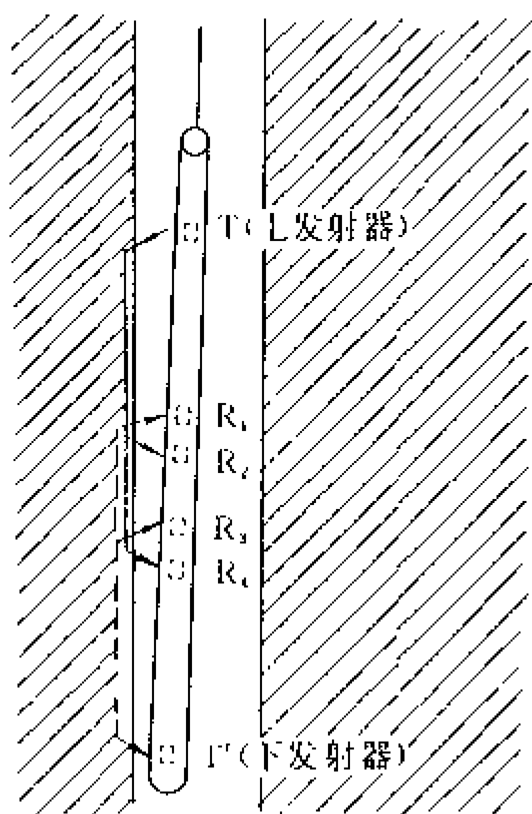


图 13-3 双发四收声速测井仪示意图

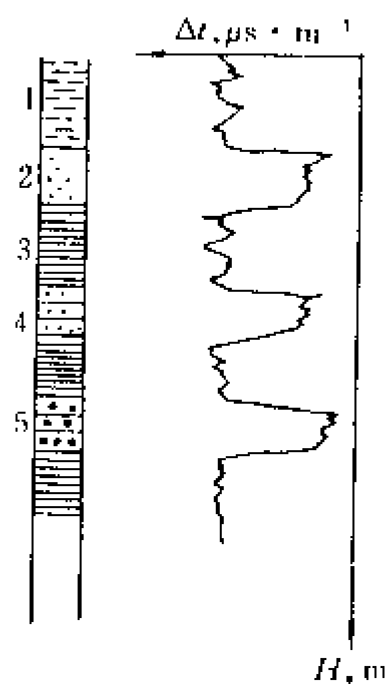


图 13-4 砂泥岩剖面上的声速时差曲线

1—粘土；2—砂；3—泥岩；4—砂岩；5—砾岩

2)碳酸盐剖面 纯灰岩、白云岩的时差最低，含有泥质时时差值增大。当孔隙、裂隙发育时，时差明显增大。

3)煤系地层剖面 与围岩相比，煤的声速偏低，在时差曲线上显示高值异常。当剖面中

存在泥岩或炭质泥岩时，也显示高时差异常，容易与煤层相混，此时可配合 γ-γ 曲线、自然 γ 曲线进行综合解释(图 13-5)。

4)工程地质方面的应用　在工程地质勘察中，除采用第十章第一节的声波探测技术求取岩石的弹性参数及对岩体进行工程地质分类外，有时也常利用声速时差曲线经过换算求取用于岩体工程地质分类的参数有：纵波速度 v_p；岩体完整系数 K_w；裂隙系数 L_s；风化系数 β；岩体不均匀系数 η。

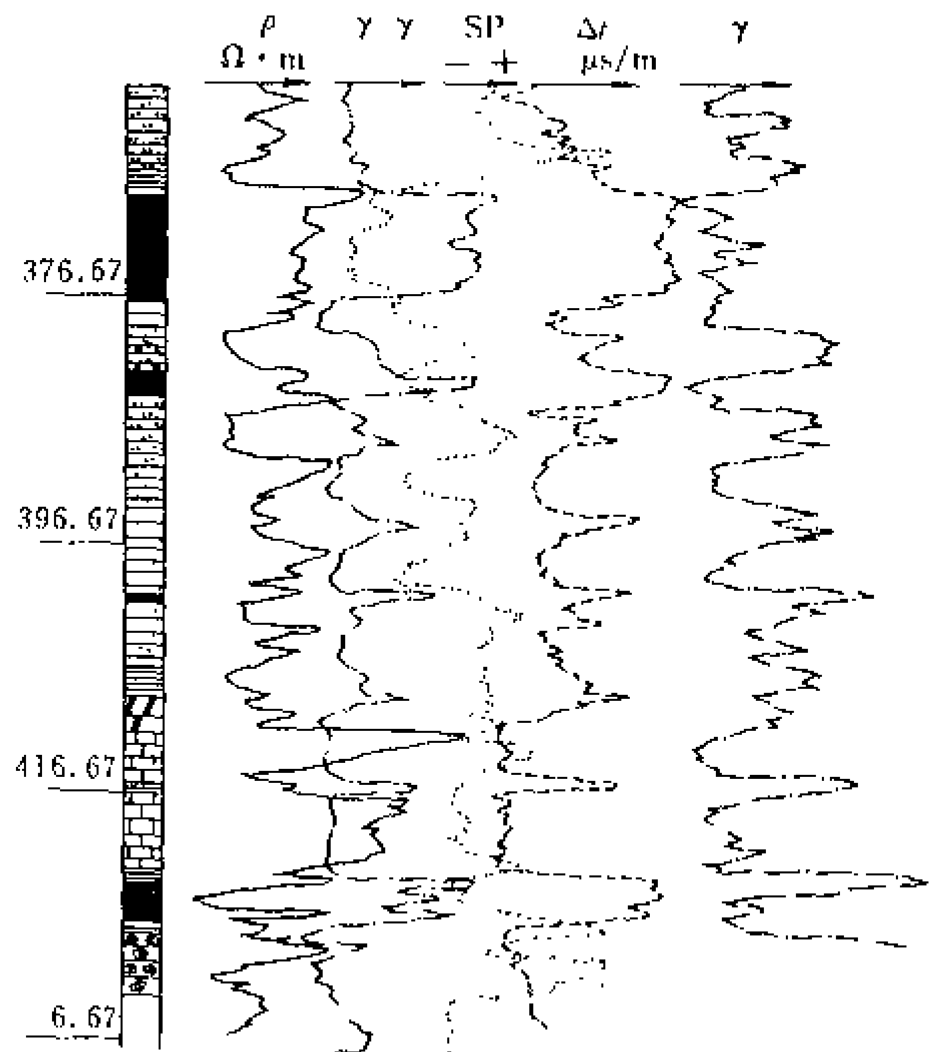


图 13-5　某煤田钻孔综合测井曲线
ρ—视电阻率曲线；γ-γ—人工放射性曲线；SP—自然电位曲线；
Δt—声速时差曲线；γ—自然 γ 曲线

第二节　超声成像测井

超声成像测井实质上是反射声幅测井。所不同的是它像井中光学照相或电视一样，可以直观的显示钻孔井壁岩层剖面的图像。但与光学电视所不同的最大优点是超声成像测井可以在泥浆钻孔中使用，而一般光学照相或电视却仅能在清水钻孔中使用。此外，与上述的光学成像相比，超声成像测井还具有仪器设备电路结构简单、测井速度高等优点，这些都是其他任何测井方法所不能达到的。

根据超声成像测井的方法及原理的特点，它可以解决以下水文地质及地质等问题：

(1)探明井壁(或套管壁)的裂隙、溶洞、裂隙、裂缝及砂眼的分布情况。

(2)探测岩层的产状要素或裂隙的方向和倾角。

(3)划分某些具有明显反射特性的岩层，如煤层、纯粘土层等。

综上所述，自 70 年代由我国镇江煤田地质机械厂研究成功的第一台 JSX—1 型超声成

像测井仪之后，超声成像测井已在水文地质、工程地质、煤田和油田勘探中获得应用，随着干扰因素的不断克服，这一方法的应用很有前途。

一、超声成像测井的原理

超声成像测井与探空雷达相似，但它是利用超声反射回波来反映井壁图像的。

超声成像测井仪的井下仪器，主要是由伺服马达控制的，可以绕钻孔纵轴以 10Hz/s 作水平圆周运动的换能器(发射、接收为同一个换能器)组成。换能器产生的超声波以每秒3600个脉冲的频率射向井壁。同时，测井电缆提着换能器以一定的速度沿钻孔深度轴匀速移动。换能器发射超声脉冲的间歇时间，接收由井壁反射回来的超声脉冲的幅度信号。这样就在钻孔中形成了一个沿井轴螺旋扫描的轨迹，并保证了换能器沿水平圆周每转一度角，就可在井壁上接收一个反射点的幅度信号，从而保证了扫描图像的分辨力。

在井下仪器中，还包括一个与换能器同步恒速旋转的磁罗盘，当换能器每旋转一周并指北时，由井下仪向地面发送一个指北脉冲，依此可得换能器任一时刻的发射、接收方位。

在地面，由井下发送上来的指北脉冲信号，触发示波器的 x 轴扫描，保证 x 轴的水平扫描光束每次自左向右扫描一条水平线，就相当于井下换能器绕纵轴水平扫描 360°。测井电缆上的深度记号以及井口滑轮的同步伺服电机根据测井电缆的移动速度控制示波器 y 轴扫描，并使照相感光胶片同步移动。井下仪器送来的反射脉冲幅度信号控制示波管的亮度。这样就在感光胶片上测得了与井壁剖面真实图像成比例的明暗图像。

二、超声成像测井的应用

1. 划分岩性

超声成像测井图片的特征与钻孔井壁的光滑程度有关。光滑表面的反射条件比粗糙的好，硬的表面比软的好；与换能器相垂直的表面比歪斜的好。当井壁表面平滑时，反射信号的幅度主要取决于泥浆井液与岩层的波阻抗之比。因此高速地层，如石灰岩、声波衰减少、反射信号强，图像反映为亮区(浅色或白色)，相反在低速层，如破碎带、泥岩层、煤层等，由于脉冲波的能量衰减大、反射信号弱，在图像上则反映为暗区(图 13-6)。

2. 查明裂隙、溶洞、套管的裂隙等

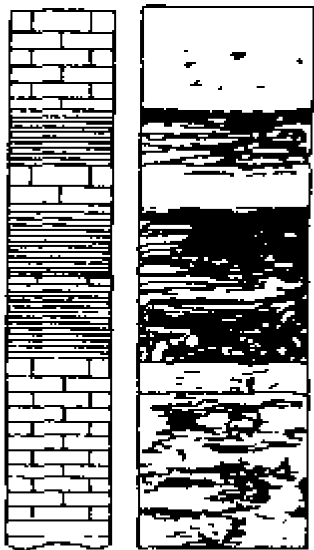


图 13-6　不同岩性的超声图像

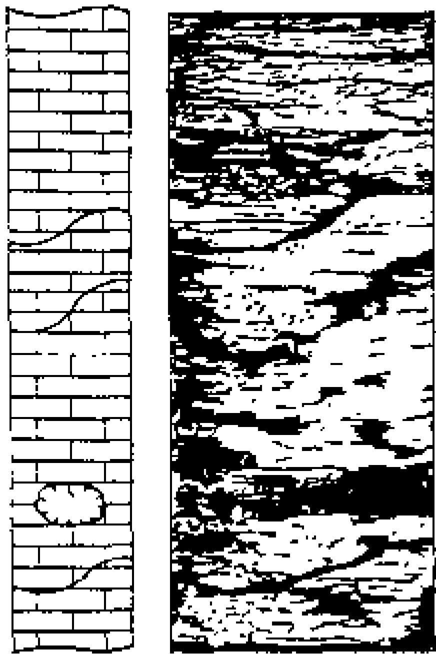


图 13-7　利用超声成像查明裂隙及溶洞实例

当井壁上存在凹凸不均匀的裂隙、溶洞、溶隙时，超声脉冲在这些地方发生漫反射，大部分能量被散射出去，只有很少一部分可能被反射回来，所以在超声图像上表现为灰暗或黑色的条带或空洞（图 13-7），依此可直观探明裂隙、溶洞的分布情况。

超声成像图像资料还可以用来确定岩层的产状要素。

此外，现在国外有一种长源距的声波测井（LSS），它将声波测井的源距增大到 2.4m、3.0m 或 3.66m，以减小井径变化的影响和增加对地层的穿透深度，其测井资料可用于井下异常压力检测、人工合成地震记录，并可提供更精确的孔隙率参数。

第三节　井温、井斜、井径的测量

一、温度测井

钻孔内的温度测量可以解决一系列的水文地质及地质等工程技术问题。例如，在地热勘探中，温度测井占有重要位置，它可以测量岩层的温度、地温梯度、井内温度等；在水文地质方面，它可以确定套管损坏的出水（漏水）位置以及套管外液体流动情况等。

一般情况下，地面水井的温度可以用普通的水银温度计或电温度计测量；在钻孔中进行温度测井，则需用电阻式井温仪连续记录井内温度随深度的变化曲线——井温曲线。

1. 电阻式井温仪测温原理

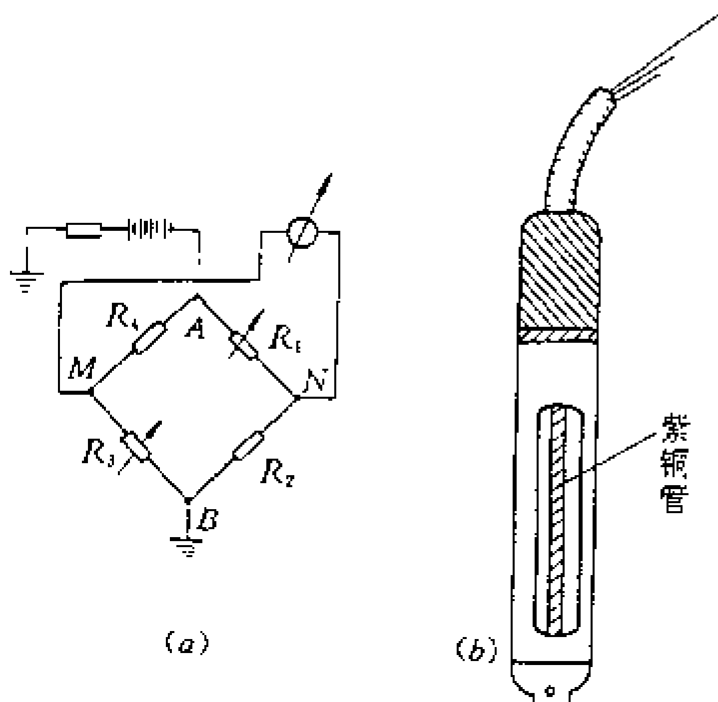


图 13-8　井中电阻温度计示意图

a—原理线路；b—仪器外观

电阻式井温仪原理线路和外形如图 13-8 所示。它实际上是一个电桥线路，R_1、R_3 用温度系数较大的热敏电阻做成电桥的灵敏臂。R_2、R_4 选用温度系数很小的精密电阻做成电桥的固定臂。灵敏臂装在紫铜管内，并开有缺口，可使井液畅通，保证紫铜管与井液良好接触。固定臂密封在胶木架上。

当在某一温度 T_0（18～20℃）时，设法使电桥满足

$$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R_0$$

由 A、B 通电，此时电桥处于平衡状态，M、N 间的电位差输出为零。

当温度由 T_0 变为 T 时，固定臂因温度系数小可以认为仍然满足 $R_2=R_4=R_0$，但温度系数大的热敏电阻则变为

$$R_1 = R_3 = R_0[1 + \alpha(T - T_0)] \tag{13-2}$$

式中　α——热敏电阻的电阻温度系数，它表示温度每升高 1℃电阻变化的相对增量。

显然，上述的电桥失去平衡，于是在 M、N 间产生了电位差 ΔU_{MN}，它是被测温度 T 的函数。即

$$T = T_0 + K\frac{\Delta U_{MN}}{I} \tag{13-3}$$

式中　T_0——电桥平衡时的温度；

K——井温仪的温度常数，$K=2/(\alpha \cdot R_0)$；

I——供电电流。

若已知井温仪的 T_0 和 K 值。在测量中保持恒流供电，则 M、N 之间的电位差 ΔU_{MN} 就反映了井内温度的变化。

2. 温度测井在水文地质中的应用

1)测量地温梯度和岩层温度　地壳的温度随深度增加而升高的变化程度，可以用地温梯度表示，一般所指的地温梯度是地壳深度每增加 100m 温度增加的度数。但地壳岩层温度随深度而增加的变化趋势也可用地温梯度的倒数，即地温每增加 1℃相当于深度增加的米数——增温深度来表示。

不同的地区增温深度往往不同，一般在 20～50m 范围内变化。即使在同一个地区，由于各种岩层的导热性不同，增温深度也不相同。井温测井曲线斜率的变化有时可以反映不同岩性地层增温深度的变化，因此可以根据井温测井曲线解释岩性。

在测井资料的定量解释中，为了消除温度影响，常常需要求得某深度的地层温度参数。为此，也必须从井温曲线中获得。

在地下热水勘探中，必须进行温度测井。利用井温曲线的高温异常可以划分出含热水的含水地层。

2)确定套管进水(漏水)位置　在热水井或供水井中，由于种种原因，有时会出现套管破裂或接箍不严而出现井内出水、漏水现象，为此需要检查找出损坏部位，以便进行补救。利用井温测量可以确定漏水位置，其原理与井液电阻率法的提捞法和注人法相似。

进行井温测量时，钻孔内可能有两种状态：一种是套管内的井液停止循环的时间较长，井液同地层进行热交换后达到平衡的稳定状态；另一种是套管内的井液刚刚停止循环，井液同地层的热交换刚刚开始的不稳定状态。

在不稳定状态下，进行井温测量可采用提捞法。具体做法是先向井内注人与漏水处岩层不同温度的液体，同时循环井液，并立即进行检查性井温测量，然后从井内向外抽水，降低井内水位，此时地层水会从漏水处进入井内，并在该部位形成温度异常，此时立即进行井温测井，并与检查性井温曲线对比，偏离检查性曲线的拐点，即为出水(漏水)位置(图 13-9)。

在稳定状态下，可采用注入法，将温度较低的水压人地层后，测出的温度曲线在出水点

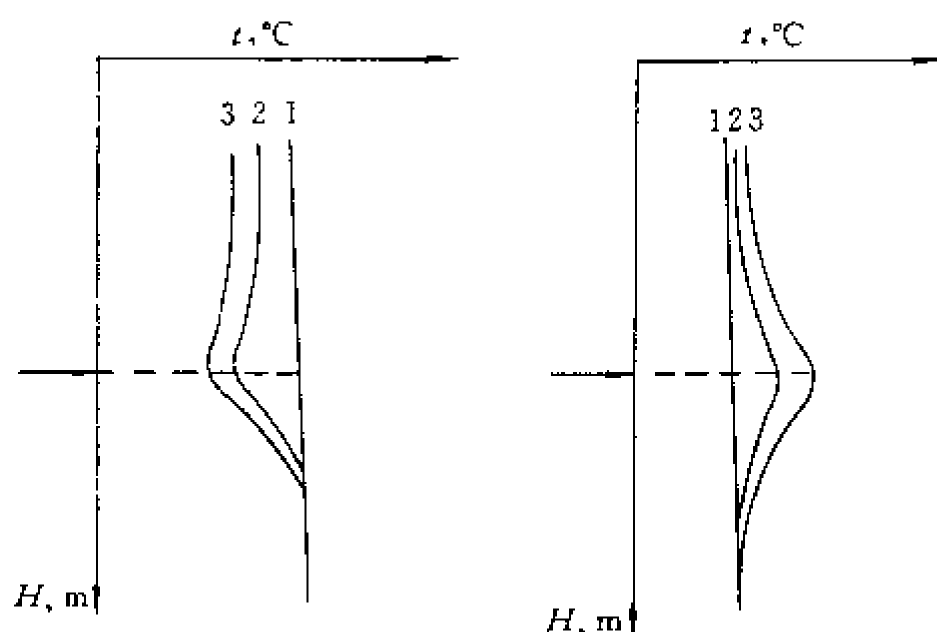


图 13-9　不稳定情况下用提捞法井温测量确定漏水位置

a—$T_2>T_1$；b—$T_2<T_1$；

T_1—注入液温度；T_2—地层水温度；

1、2、3—曲线测定次数

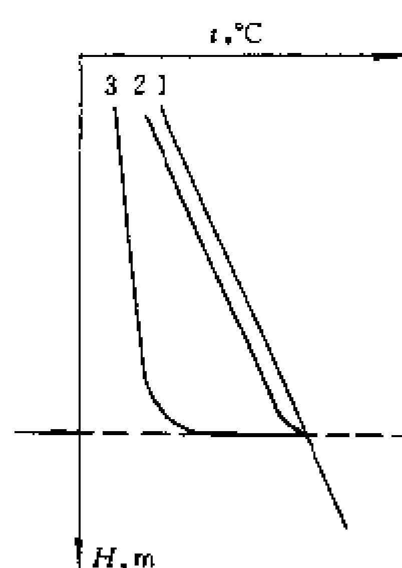


图 13-10　用注入法井温曲线查找漏水位置

1、2—注水前井温曲线；

3—注水后井温曲线

以上往往明显偏低，因此可根据井温曲线的突变拐点判断出水(漏水)部位(图 13-10)。

二、井径、井斜测量

井径、井斜测量反映钻孔的技术状况。在水文地质、工程地质勘察中，井径的扩大，往往是钻孔井壁岩石破碎或遇砂、砾层坍塌掉块所致；井径的缩小，则往往是某些膨胀性粘土或泥岩造成的。因此，测量井径的变化直接有助于对钻孔剖面岩性的判断。同时，井径的变化也影响 γ-γ 测井曲线和声波测井曲线的解释，而井径的缩小，则影响向钻孔中下套管。由此可知，井径测量亦是测井工作的一项主要内容。

钻孔的倾斜角度和方位，也是地质、水文地质勘探编录工作中不可缺少的重要参数。因为在实际工作中，由于地质上和钻探技术上的原因，使钻孔轴线相对于铅垂线常发生偏移，造成井斜，因而对被揭露的岩层、矿层的厚度或见矿点、分层点的空间位置带来误差。这样，必须对钻孔的偏移情况进行井斜测量。

1. 井径测量

用于井径测量的仪器多种多样，目前国内常用的是电阻式井径仪。其外貌如图 13-11 所示。

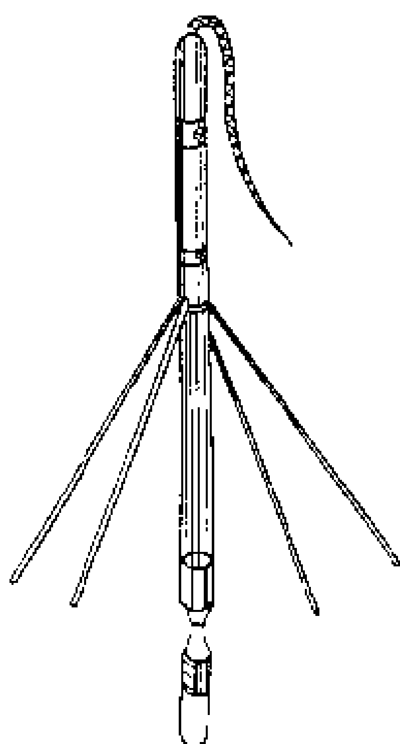


图 13-11 电阻式井径仪外貌图

井径仪由反映井径变化的机械腿等结构和把机械位移变成电信号的电桥电路所组成。当井径处于某一最小数值时，电桥处于平衡状态，MN 端电位差为零。当井径变化，机械腿带动可变电阻滑动，从而破坏了电桥的平衡。使 MN 端有电位差 ΔU_{MN} 输出，ΔU_{MN} 的变化与井径按比例保持线性关系，从而测得井径变化曲线。

2. 井斜测量

钻孔中，某深度点上的井斜由二个参数表示，即倾角与方位角。倾角又叫顶角，它反映井轴偏离铅垂方向的角度。方位角反映倾斜井轴在水平面上投影的磁北方向(方位)的角度。

目前，国内常用的是电阻式井斜仪，并分为点测式或连续测量式两种。其基本原理是将倾角和磁罗盘显示的方位角的变化转变为电位器的可变电阻值的变化，然后利用校验的方法将电阻值(或电位差值)换算成倾角值和方位角值。

此外，还有精度很高的是利用航空陀螺原理研制的陀螺井斜仪。

参考文献

1 长春地质学院水文物探编写组．水文地质工程地质物探教程．北京：地质出版社，1980

2 李志聃．煤田电法勘探．徐州：中国矿业大学出版社．1990

3 傅良魁．应用地球物理教程——电法 放射性 地热．北京：地质出版社，1991

4 北京地质学院．煤田电法勘探．北京：中国工业出版社，1961

5 李志聃，高绑麟．微计算机处理直流电测深曲线程序编制原理和方法．中国矿业学院学报．1985；2

6 唐大荣等．直流电测深曲线的自动解释．石油地球物理勘探，1980；5

7 刘天放、李志聃．矿井地球物理勘探．北京：煤炭工业出版社，1992

8 陈仲侯，王兴泰，杜世汉．工程与环境物探教程．北京：地质出版社，1993

9 河北省地质局地球物理探矿大队．电测找水．北京：水利电力出版社，1974

10 史保连．甚低频电磁法．北京：地质出版社，1986

11 黄智辉，陈曜岑．煤田地球物理测井．武汉：武汉地质学院出版社社，1986

12 王惠濂．综合地球物理测井．北京：地质出版社，1990

13 丁绪荣．普通物探教程——地震附声波探测．北京：地质出版社，1984

14 何樵登．地震勘探原理和方法．北京：地质出版社，1989

15 陈仲侯，傅唯一．浅层地震勘探．成都：成都地质学院出版社，1986

16 钱绍瑚．地震勘探．北京：中国地质大学出版社，1989

17 王振东．浅层地震勘探应用技术．北京：地质出版社，1988

18 王庆海，徐明才．抗干扰高分辨率浅层地震勘探．北京：地质出版社，1991

19 张献民，刘国辉．低应变瞬态锤击桩基无损动测技术．北京：地质出版社，1995

20 长春地质学院，成都地质学院，武汉地质学院．地震勘探原理和方法．北京：地质出版社，1980

21 聂勋碧．钱宗良．地震勘探原理和野外工作方法．北京：地质出版社，1990

22 黄德济，贺振华，包吉山．地震勘探资料数字处理．北京：地质出版社，1990

23 贾苓希等．普通地球物理勘探法．北京：中国工业出版社，1963

24 贾文懿．利用天然放射性找地下水．北京：原子能出版社，1986

25 钻孔电磁波法编写组．钻孔电磁波法．北京：地质出版社，1982

［Ｇｅｎｅｒａｌ　Ｉｎｆｏｒｍａｔｉｏｎ］
书名＝水文及工程地球物理勘探
作者＝
页数＝２１４
ＳＳ号＝０
出版日期＝

封面页
书名页
版权页
前言页
目录页
绪论
第一篇　电法勘探
　第一章　电阻率法勘探的理论基础
　　第一节　电阻率法的地质基础
　　第二节　地下稳定电流场
　　第三节　视电阻率的基本概念
　第二章　垂向电测深法
　　第一节　对称四级电测探法的基本原理
　　第二节　电测深野外工作方法和技术
　　第三节　电测深资料的定性解释
　　第四节　电测深曲线的定量解释
　第三章　电阻率剖面法
　　第一节　电剖面法概述
　　第二节　联合剖面法
　　第三节　对称剖面法
　　第四节　中间梯度法
　第四章　水文地质及工程地质调查中的其他直流电探方法
　　第一节　充电法
　　第二节　自然电场法
　　第三节　直流激发极化法
　　第四节　高密度电阻率剖面法
　第五章　交变电磁场法
　　第一节　甚低频电磁法（ＶＬＦ）
　　第二节　无线电波透视法
　　第三节　地质雷达
第二篇　浅层地震勘探
　第六章　地震勘探概述
　　第一节　弹性波的基本知识
　　第二节　地震波的传播
　　第三节　地震波在岩石中的传播速度及其影响因素
　第七章　地震波的时距曲线
　　第一节　直达波的时距曲线
　　第二节　反射波的时距曲线
　　第三节　折射波的时距曲线
　　第四节　特殊波的时距曲线
　第八章　浅层折射波法
　　第一节　折射波法的野外工作方法
　　第二节　折射波法地震资料解释
　第九章　浅层反射波法
　　第一节　浅层反射波法的野外工作方法
　　第二节　反射波法的资料解释
　第十章　弹性波探测技术
　　第一节　声波探测技术
　　第二节　桩基动态无损检测技术
　　第三节　瑞利面波法
第三篇　地球物理测井
　第十一章　电测井
　　第一节　视电阻率测井
　　第二节　自然电位测井
　第十二章　放射性测井
　　第一节　放射性测井基本知识
　　第二节　自然－伽玛测井
　　第三节　伽玛－－伽玛测井
　第十三章　声波测井及其他
　　第一节　声速测井

第二节　超声成像测井
第三节　井温、井斜、井径的测量
参考文献
附录页